

**Abbildung von submariner Bodentopographie
auf Luft- und Satellitenbildern im
Mikrowellenbereich und im
sichtbaren Bereich des
elektromagnetischen Spektrums**

INGO HENNINGS

1980

vorgelegt dem

Fachbereich 1 (Physik/Elektrotechnik) der

Universität Bremen

als Dissertation zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)



**Abbildung von submariner Bodentopographie
auf Luft- und Satellitenbildern im
Mikrowellenbereich und im
sichtbaren Bereich des
elektromagnetischen Spektrums**

INGO HENNINGS

vorgelegt dem

Fachbereich 1 (Physik/Elektrotechnik) der

Universität Bremen

**als Dissertation zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)**

Tag des öffentlichen Kolloquiums:

10. August 1988

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Alpers

Prof. Dr. H. Graßl

Zusammenfassung

Es wird der Abbildungsmechanismus von submariner Bodentopographie in Küstengewässern mit starker (Gezeiten-) Strömung durch das Radar mit realer Apertur (RAR) und synthetischer Apertur (SAR) untersucht. Der Abbildungsmechanismus ist unterschiedlich im K_a - und X-Band (Radarwellenlänge: $0,86 \text{ cm} \lesssim \lambda_0 \lesssim 3,3 \text{ cm}$) gegenüber im L-Band (Radarwellenlänge: $\lambda_0 = 23,5 \text{ cm}$).

Die Radarabbildung im L-Band kann durch eine direkte Modulation der Oberflächenwellen (Bragg-Wellen) beschrieben werden. Die Wechselwirkung zwischen der Bodentopographie und der Strömung wird durch die Kontinuitätsgleichung und die Wechselwirkung zwischen der Strömung und den kurzen Oberflächenwellen wird durch die schwache hydrodynamische Wechselwirkungstheorie in der Relaxationszeit-Approximation beschrieben.

Bei der Radarabbildung im K_a - und X-Band wird die Hypothese aufgestellt, daß auch die längeren Oberflächenwellen, im Gegensatz zu den Bragg-Wellen, durch den Strömungsgradienten gestört werden und mit der oberflächennahen Windschicht wechselwirken, dabei entsteht ein sogenannter *Zweistufenprozeß*. Beim Radarabbildungsmechanismus kann der *Einfluß der Advektion bei bodentopographischen Großstrukturen* (Sandwellen und Sandbänke mit einer Wellenlänge von $\Lambda_B \gtrsim 1000 \text{ m}$) vernachlässigt werden.

Ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Modulation der Radarrückstreuung wird vorgestellt und dieses anhand von Radardaten getestet. Es werden auch Anwendungsmöglichkeiten, wie beispielsweise die Kartierung von Sandbänken und Sandwellen, dargestellt.

An einem Beispiel werden Satellitenbilder von einer Erdbeobachtungskamera und von einem Radar mit synthetischer Apertur aus dem gleichen Seegebiet analysiert. Die Bildsignaturen in der Satellitenphotographie sind ebenfalls Oberflächenphänomene, wobei die Abbildung durch das direkt an der Wasseroberfläche reflektierte Sonnenlicht (Sonnenglitzern) erfolgt.

Inhalt

	Seite
I. Abbildung der Bodentopographie im Mikrowellenbereich	1
Kapitel 1 Einleitung	1
Kapitel 2 Theorie des Abbildungsmechanismus	4
2.1 Theorie des Abbildungsmechanismus beim L-Band Radar	15
2.2 Theorie zur Abschätzung der Advektion beim L-Band Radar nach Thompson	23
2.3 Theorie des Abbildungsmechanismus beim K_a - und X-Band Radar	26
2.4 Theorie zur starken Wechselwirkung – Wellenbrechung im Flachwasser	29
2.5 Theorie der Phasen-Modulation	34
2.5.1 Theorie zur verminderten azimutalen Auflösung bei Wellen im Flach- wasser	37
Kapitel 3 Simulation der Radarrückstreuung	38
Kapitel 4 Ergebnisse der Simulation zur Abschätzung der Advektion	41
4.1 Simulationen nach Alpers und Hennings	41
4.2 Simulationen nach Thompson	50

	Seite
Kapitel 5 Vergleich der Simulation mit Radardaten . . .	58
5.1 Beschreibung der Radardaten	61
5.1.1 South Falls Bank (L-Band SAR Daten)	61
5.1.2 Arklow Bank (L-Band SAR Daten)	64
5.1.3 Oosthinder Bank (L-Band SAR Daten)	67
5.1.4 Bristol Kanal (L-Band SAR Daten)	72
5.1.5 Oosthinder Bank (K_a -Band RAR Daten)	74
5.1.6 Niederländische Küste (K_a -Band RAR Daten)	77
5.1.7 Niederländische Küste (X-Band RAR Daten)	83
5.2 Ergebnisse des Vergleichs	86
5.2.1 L-Band SAR Daten	86
5.2.2 K_a -Band RAR Daten	87
Kapitel 6 Radarsignaturen von Wellenbrechung im Flachwasser im Seegebiet vor Sylt	90
Kapitel 7 Anwendungsmöglichkeiten der bodentopogra- phischen Radarsignaturen	96
Kapitel 8 Zusammenfassung und Diskussion	106
Kapitel 9 Ausblick	111

	Seite
II. Abbildung der Bodentopographie im sichtbaren Bereich	114
Kapitel 1 Einleitung	114
Kapitel 2 Theorie des Abbildungsmechanismus	117
2.1 Modulation der Unterwasser-Bodenreflektion	118
2.2 Direkte Sonnenreflektion an der Wasseroberfläche	119
2.3 Modulation der direkten Sonnenreflektion an der Wasseroberfläche durch den Einfluß der Bodentopographie	121
Kapitel 3 Seasat und Skylab Satellitenbilddaten	124
3.1 Bildanalyse der Skylab Szene	133
Kapitel 4 Abschätzung der Modulation durch die Reflexion des submarinen Bodens und durch Schwebstoffe	138
Kapitel 5 Berechnung der direkt reflektierten Strahldichte an der Wasseroberfläche mit dem Cox-Munk Modell	142
Kapitel 6 Kann der Einfluß der Bodentopographie die beobachtete Helligkeitsmodulation in der Wasseroberflächenrauigkeit erklären?	145
Kapitel 7 Zusammenfassung und Diskussion	148
Literaturverzeichnis	150
Danksagung	161
Abbildungsverzeichnis	
Tabellenverzeichnis	
Anhang 1 Gerätespezifikationen	

I. Abbildung der Bodentopographie im Mikrowellenbereich

1. Einleitung

Auf Radarbildern von der Wasseroberfläche, in Gewässern starker Strömungen, bilden sich häufig submarine Bodentopographiestrukturen ab (de Loor, 1978; Shuchman und Kasischke, 1979; de Loor, 1981; McLeish et al., 1981; Fu und Holt, 1982; Kasischke et al., 1983; Lodge, 1983a, 1983b; Valenzuela et al., 1983b; Alpers und Hennings, 1984; Valenzuela et al., 1985; Zimmermann, 1985; Ford et al., 1986; Harris et al., 1986; Yuen et al., 1986; van Gastel, 1987b). Radarbilder mit Bodentopographiesignaturen sind sowohl von Flugzeugen, als auch von Satelliten (Seasat) sowie von Raumgleitern (engl.: space shuttle) aus aufgenommen worden.

Die Abbildung der submarinen Bodentopographie durch Radargeräte mit realer Apertur (RAR) und mit synthetischer Apertur (SAR) ist überraschend, da die Eindringtiefe der elektromagnetischen Wellen klein ist gegenüber der Radarwellenlänge. Das Seasat SAR hatte eine Wellenlänge von $\lambda_0 = 23,5$ cm (L-Band), und die Eindringtiefe dieser elektromagnetischen Wellen in Seewasser liegt in der Größenordnung von 1 cm. Folglich müssen irgendwelche Oberflächenphänomene für die Sichtbarkeit der submarinen Topographie verantwortlich sein.

Die Rauigkeitsstrukturen der Wasseroberfläche in Seegebieten mit ausgeprägter Bodentopographie sind jedoch keine neuen Entdeckungen. Diese Signaturen waren den englischen Kapitänen schon im Jahre 1588 bei der Blockade der spanischen Armada in den französischen Häfen bekannt gewesen (Natural Environment Research Council, 1985). Die englischen Kapitäne haben damals die Oberflächenrauigkeit sicher nicht an der gleichen Position wie heute beobachtet, denn viele Sandbänke und Sandwellen haben sich in der Zwischenzeit verlagert (siehe Kapitel 7). Die variable Erscheinungsform der Meeresoberfläche ist ebenfalls schon immer von den Fischern sehr genau beobachtet worden und war ihnen somit auch bekannt (Van Veen, 1936).

Nach de Loor (1981) sind die Signaturen der Bodentopographie zum ersten Mal auf Radarbildern bei einem Flug am 19. September, 1969 mit einem K_a-Band ($\lambda_0 \approx 1$ cm) RAR im Seegebiet vor Rotterdam an der niederländischen Westküste bemerkt worden. Danach beobachtete man diese Bodentopographiesignaturen auch auf Radarbildern, die mit einem X-Band ($\lambda_0 \approx 3$ cm) RAR aufgenommen wurden (de Loor, 1978; de Loor und Brunsveld van Hulten, 1978; de Loor, 1981). Weiterhin wurde 1979 durch die "Atlantic Oceanographic and



Meteorological Laboratories" der National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), Miami, gezeigt, daß die Bodentopographie auch im Seegebiet der Zeeland Bänke (südliche Nordsee) auf K_a -Band ($\lambda_0 = 0,86$ cm) RAR-Bildern sichtbar ist (McLeish et al., 1981; Abb. 4). In den U.S.A. wurde 1980 durch das Naval Research Laboratory (NRL), Wahington, D.C., das Surface Expression of Bathymetry Experiment (SEBEX) vorgeschlagen, um den Radar-Abbildungsmechanismus der submarinen Bodentopographie systematisch im Seegebiet der Nantucket Untiefen (Massachusetts, U.S.-amerikanische Ostküste) zu studieren (Valenzuela et al., 1983b, 1985).

Im Herbst 1985 wurde durch die 'Groupe d'Etudes et de Recherches en Detection Sous-Marine' (GERDSM), Frankreich, mit einem flugzeuggetragenen X-Band SAR unter anderem das Seegebiet der Sandettie Bank (südliche Nordsee) aufgenommen (de Raigniac, 1987), welches schon 1978 auf verschiedenen Seasat L-Band SAR-Szenen abgebildet wurde.

Erst seitdem die Seasat Radarbilder vorliegen, sind Theorien zum Abbildungsmechanismus intensiv diskutiert und entwickelt worden (Hammond and Heathershaw, 1981; McLeish et al., 1981; Gordon et al., 1983; Lyzenga et al., 1983; Valenzuela et al., 1983a; Alpers und Hennings, 1984; Ermakov und Pelinovsky, 1984; Gordon et al., 1984; Phillips, 1984, 1985; Shuchman et al., 1985; Bagg et al., 1986; Holliday et al., 1986; Thompson und Gasparovic, 1986; Yuen et al., 1986; Holliday et al., 1987; Sheres et al., 1987; van Gastel, 1987a, 1987b, 1988). Die Modulation der Radarrückstreuung, basierend auf zusätzliche elektromagnetische Effekte wird von Holliday et al. (1986), Fung und Pan (1987), Pan und Fung (1987) und von Thompson (1988) diskutiert. Die Wechselwirkung zwischen der Strömung und den Wasserwellen in Abhängigkeit der meteorologischen- und ozeanographischen- sowie der Radar-Parameter ist im Augenblick Gegenstand vielfältiger internationaler Forschungsaktivitäten (NASA, 1987).

Das Ziel des I. Teils soll zum einen eine *Bestandsaufnahme* sein über den derzeitigen Kenntnisstand der Abbildung submariner Bodentopographiesignaturen auf Radarbildern. Zum anderen soll ein Beitrag zur Theorie des Radar-Abbildungsmechanismus im K_a - bzw. X-Band formuliert werden. Die Theorie von Alpers und Hennings (1984) wird weiterentwickelt, um den *Einfluß der Advektion* genau berechnen zu können; diese Ergebnisse werden mit den Berechnungen nach der Theorie von Hughes (1978) und von Thompson (1986) verglichen. Weil bei der Abbildung der Bodentopographie auf optischen Luft- und Satellitenbildern oft ähnliche Signaturen der Bodentopographiestrukturen zu beobachten sind, wird an einem Beispiel im II. Teil dieser Arbeit der Abbildungsmechanismus ebenfalls im sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums untersucht.

Der **erste Hauptteil** gliedert sich im einzelnen in folgende Kapitel:

In Kapitel 2 wird die Theorie des Radarabbildungsmechanismus beschrieben. Im 3. Kapitel werden dann Simulationsmöglichkeiten zur Radarrückstreuung vorgestellt. Die Ergebnisse dieser Simulation und ein sich anschließender Vergleich mit Radardaten enthalten die Kapitel 4 und 5. In Kapitel 6 werden Radarsignaturen von Wellenbrechung im Flachwasser und in Kapitel 7 werden Anwendungsmöglichkeiten der bodentopographischen Radarsignaturen beschrieben. Eine Diskussion und eine Zusammenfassung erfolgt in Kapitel 8 und ein Ausblick erfolgt in Kapitel 9.

2. Theorie des Abbildungsmechanismus

Eine Theorie zum Radar–Abbildungsmechanismus von submariner Bodentopographie muß zunächst von folgenden Tatsachen ausgehen (de Loor, 1981; Kasischke et al., 1983; Alpers und Hennings, 1984), die sich aus der Analyse von Radarbildern ergeben:

1. Die submarine Bodentopographie wird sowohl durch Radar mit realer Apertur (RAR) als auch durch Radar mit synthetischer Apertur (SAR) abgebildet (Abb. 1a, 4 und 44).
2. Der Abbildungsmechanismus hängt *nicht* stark von der verwendeten Radarfrequenz ab.
3. Weil die Eindringtiefe der Mikrowellen des Radarsystems in Seewasser sehr klein ist im Vergleich mit der elektromagnetischen Wellenlänge müssen für die Sichtbarkeit von Unterwasser–Bodentopographie *Oberflächenphänomene* verantwortlich sein.
4. Die submarine Bodentopographie wird bei Wassertiefen in der Größenordnung von einigen zehn Metern an der Meeresoberfläche abgebildet.
5. Die Bodentopographie wird deutlich *nur dann* abgebildet, wenn starke (Gezeiten–) Stromgeschwindigkeiten vorhanden sind (Abb. 1 und 4), und wenn die lokalen Wassertiefen bzw. Wasserstände relativ gering sind (Abb. 1 und Abb. 6a). Sind die Strömungsgeschwindigkeiten geringer (ca. $\leq 0,4$ m/s) und werden die lokalen Wassertiefen bzw. Wasserstände größer (in Seegebieten mit großen Gezeitenhüben, beispielsweise Bristol Kanal und südliche Nordsee, Abb. 7), dann werden die Radarsignaturen der submarinen Bodentopographie schwächer (Abb. 2 und 5).
6. Die submarine Bodentopographie ist sogar bei Windgeschwindigkeiten ≥ 10 m/s auf K_a –Band RAR–Bildern sichtbar (McLeish et al., 1981; Abb. 4). Das heißt, die Abbildung der Bodentopographie bleibt nicht auf geringe Windgeschwindigkeiten beschränkt.
7. Die Radarabbildung großskaliger Bodentopographie hängt in erster Näherung *nicht* von der Windrichtung ab.
8. Generell weisen die K_a –, X– und L–Band Radarbilder von Sandbänken und Sandwellen doppelte Radarsignaturen auf. Das heißt, auf der einen Seite der Bodentopographie ist die Bildintensität größer, und auf der anderen Seite ist sie geringer als der Mittelwert. Bei entgegengesetzter Strömung werden die zuvor hellen Radarsignaturen dunkel und die zuvor dunklen Signaturen hell (de Loor, 1981; Kasischke et al., 1983; Wadsworth und Piau, 1983; Alpers und Hennings, 1984).

9. Die Radarsignaturen der submarinen Topographie reagieren sehr schnell auf die Variation der Strömung (de Loor, 1978; McLeish et al., 1981). Bei Stillwasser (engl.: slack water) wird keine Radarsignatur beobachtet (Lodge, 1983b). Das bedeutet, daß etwaige Turbulenz im Reststromfeld, die durch Gezeitenströmung über der Bodentopographie erzeugt wird (Zimmermann, 1978; Komen und Riepma, 1981; Robinson, 1981), nicht signifikant zum Abbildungsmechanismus beitragen kann. Anders dagegen kann es in sehr flachen Seegebieten sein.
10. Die Radarabbildung der Bodentopographie im K_a- und X-Band ist nur schwach abhängig vom Radarblickwinkel (de Loor, 1981; Wadsworth und Piau, 1983; Abb. 4 und 40).
11. Die Radarsignaturen der Bodentopographie werden sowohl im K_a-, X- und L-Band annähernd an der gleichen Position abgebildet (Thompson und Gasparovic, 1986; de Raigniac, 1987; Abb. 34, 38 und 55).

a)

Flugrichtung
Radarblickrichtung



b)

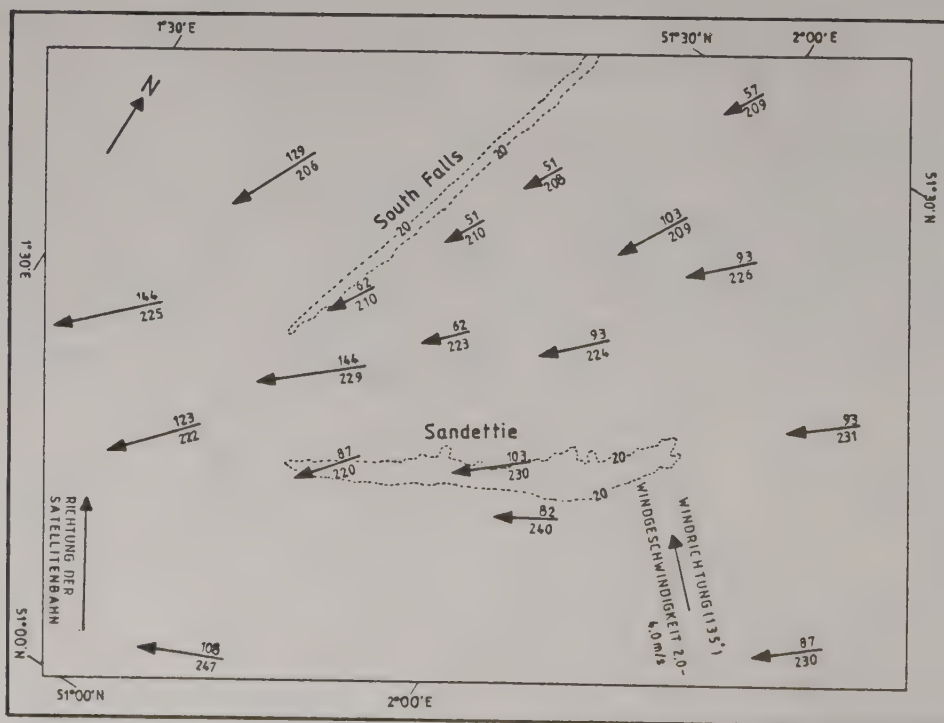


Abb. 1



- Abb. 1a.** Digital verarbeitetes Seasat SAR-Bild (Nr. 2503) der südlichen Nordsee (Nordausgang Straße von Dover, Seegebiet  in der Abb. 27) von Orbit 762 vom 19. August 1978, 06.46 UTC; prozessiert von der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFVLR).
- b.** Gezeitenstromfeld in der südlichen Nordsee am 19. August 1978, 06.46 UTC (interpoliert nach Admiralty Tidal Publications, NP233, 1975 und NP251, 1976); der Zahlenwert **oberhalb** des Gezeitenstromvektors gibt die Stromgeschwindigkeit in cm/s an, und der Zahlenwert **unterhalb** des Gezeitenstromvektors gibt die rechtweisende Stromrichtung in Grad an; weiterhin ist die 20 m Tiefenlinie von South Falls und Sandettie eingezeichnet.
- Abb. 2a.** Digital verarbeitetes Seasat SAR-Bild (Nr. 4906) der südlichen Nordsee (Nordausgang Straße von Dover, Seegebiet  in der Abb. 27) von Orbit 1473 vom 08. Oktober 1978, 00.48 UTC; prozessiert von der DFVLR.
- b.** Gezeitenstromfeld in der südlichen Nordsee am 08. Oktober 1978, 00.48 UTC (interpoliert nach Admiralty Tidal Publications, NP233, 1975 und NP251, 1976); Zahlenangaben wie bei Abbildung 1b.

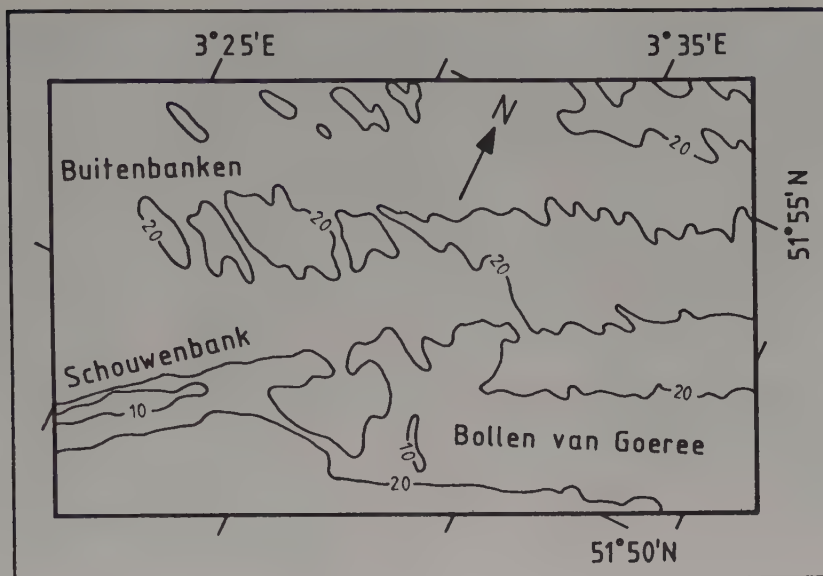
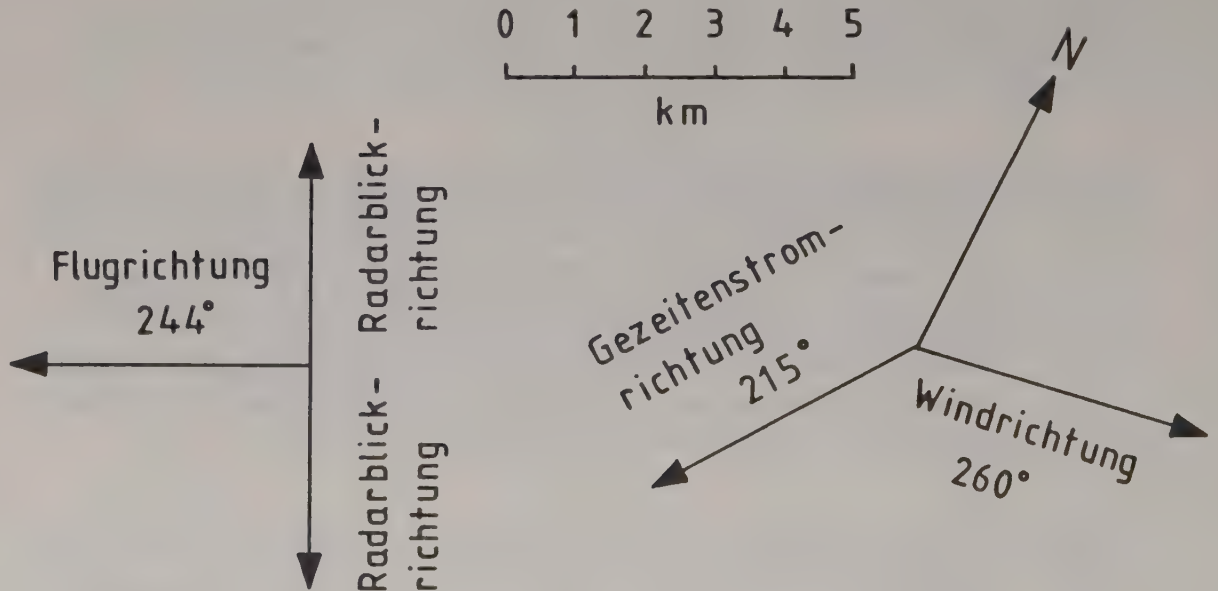
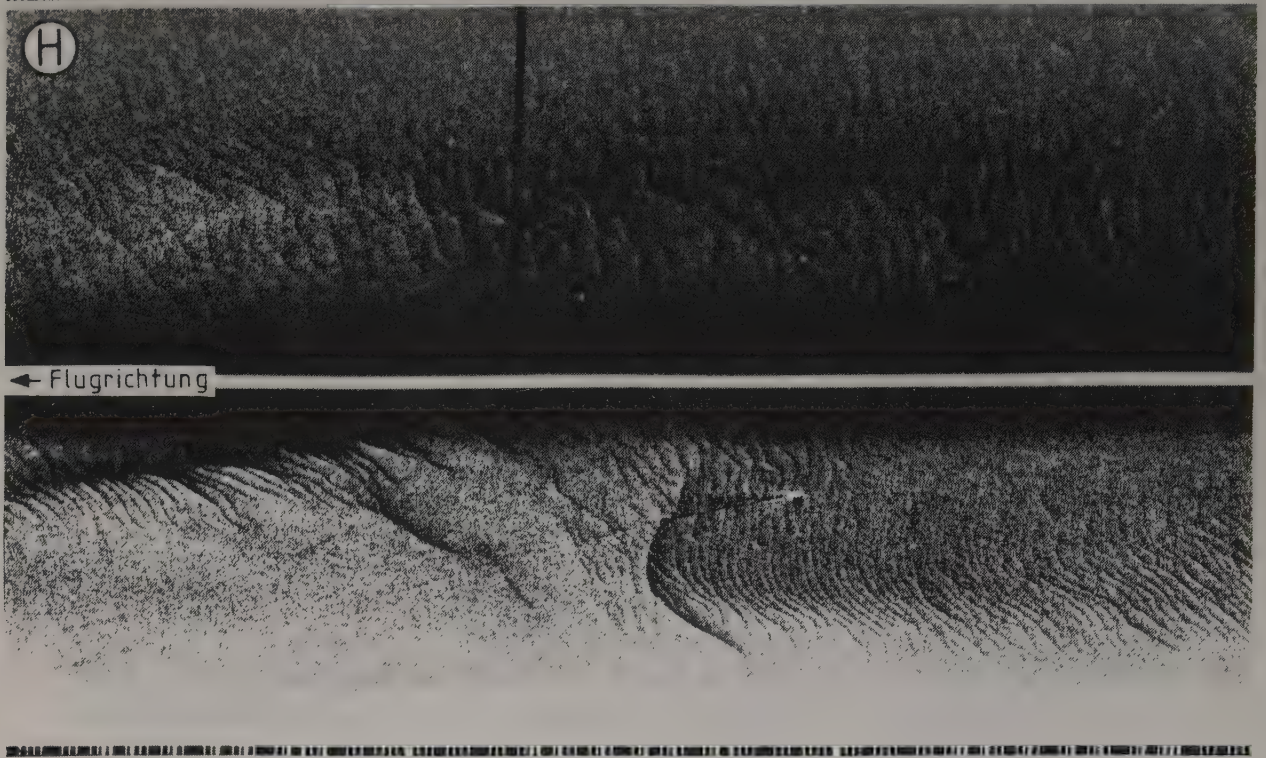


Abb. 3. Vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes der Zeeland Bänke, wo die Radarbilder von Abbildung 4 und Abbildung 5 aufgenommen wurden (Angabe der Tiefenlinien in Meter).

Abb. 4. K_a -Band RAR-Bild des Seegebietes der Zeeland Bänke vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Abb. 3 und Seegebiet ① in der Abb. 27) vom 08. Dezember 1979, 12.19 UTC; Flughöhe ca. 1300 m (mit Genehmigung von Duncon Ross, Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratories, U.S.A.); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben (McLeish et al., 1981).

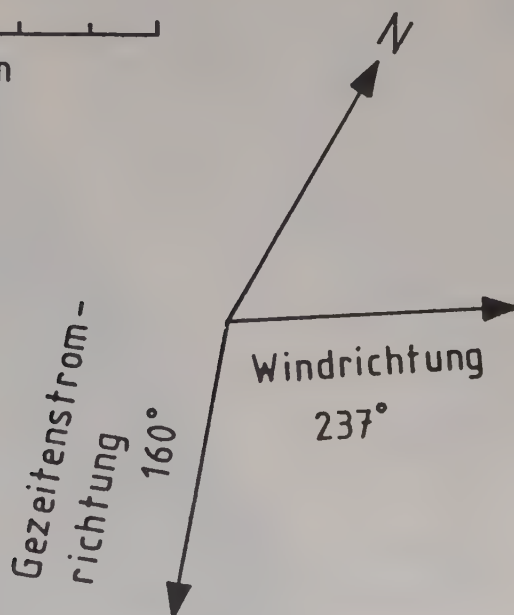
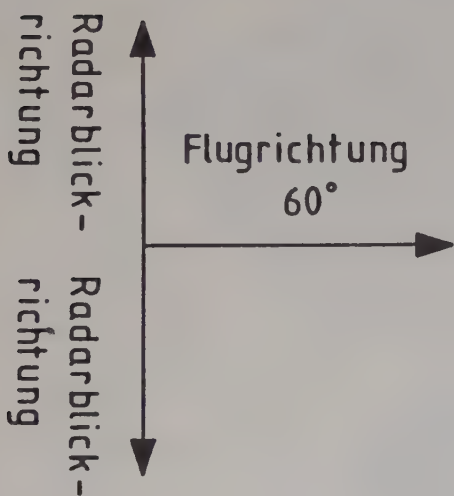
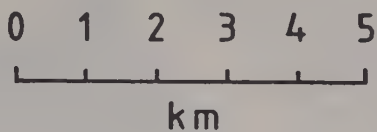
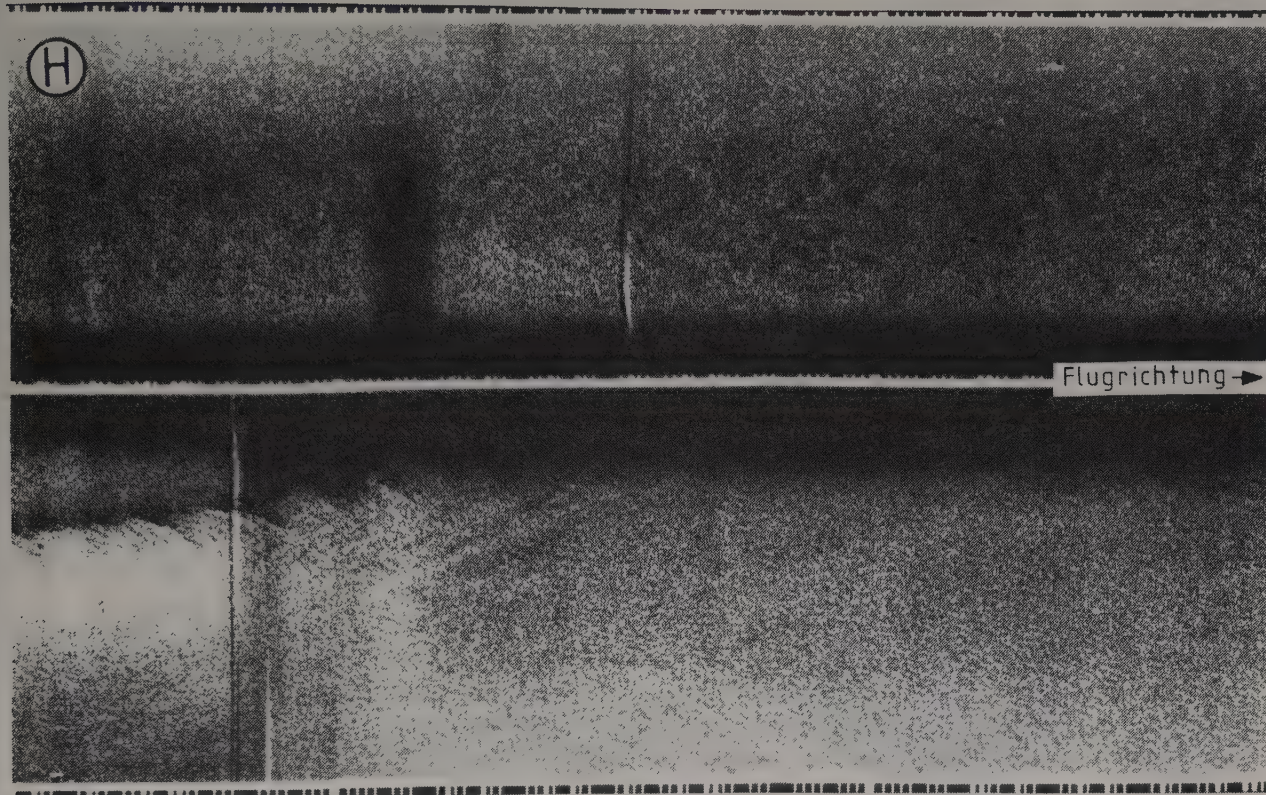
Abb. 5. K_a -Band RAR-Bild des gleichen Seegebietes wie in Abb. 4 vom 08. Dezember 1979, 14.11 UTC; Flughöhe ca. 1300 m (mit Genehmigung von Duncon Ross); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben (McLeish et al., 1981).



Gezeitenstromgeschwindigkeit: 0,7 m/s

Windgeschwindigkeit: 10,0 m/s

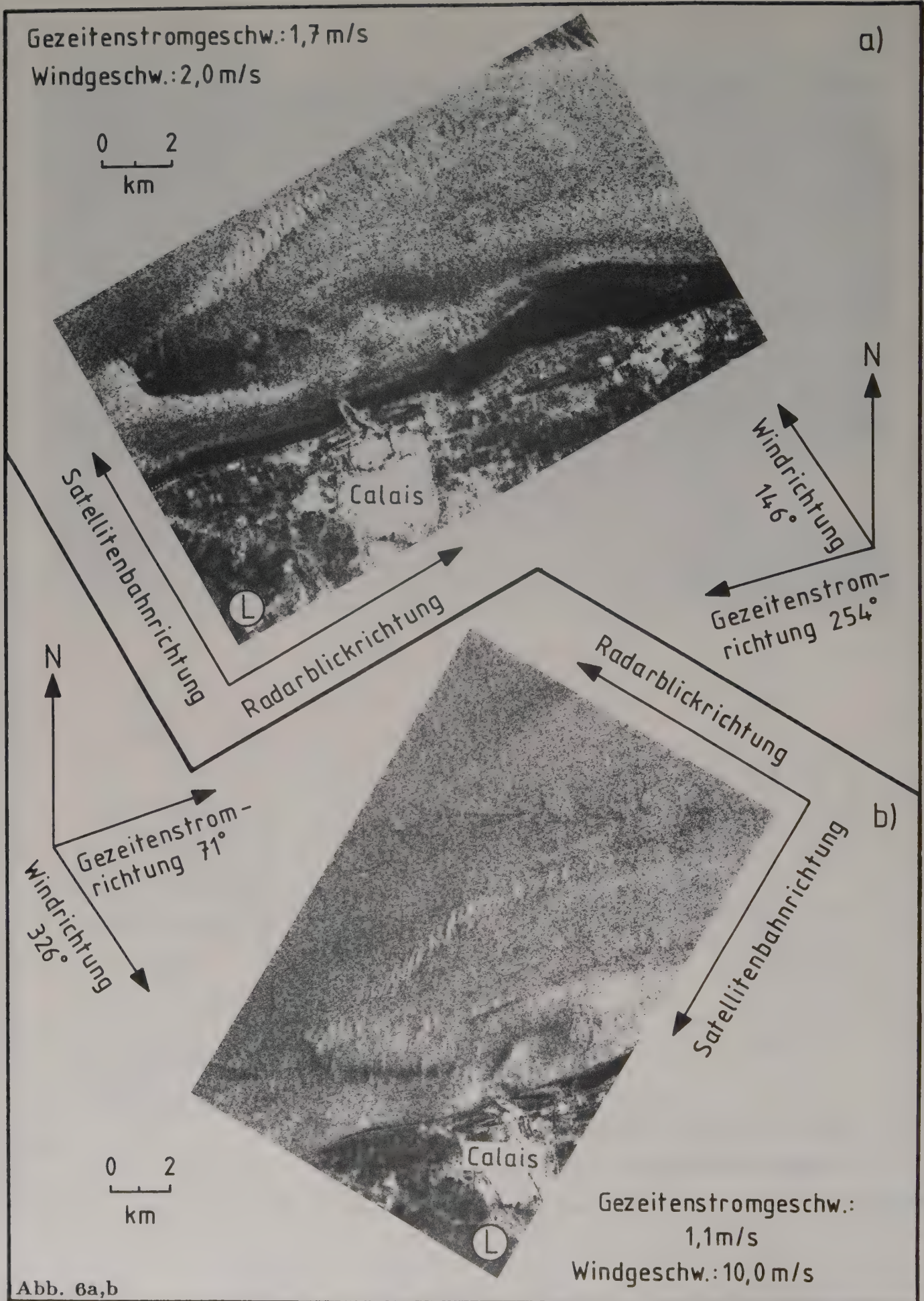
Abb. 4



Gezeitenstromgeschwindigkeit: 0,3 m/s

Windgeschwindigkeit: 12,6 m/s

Abb. 5



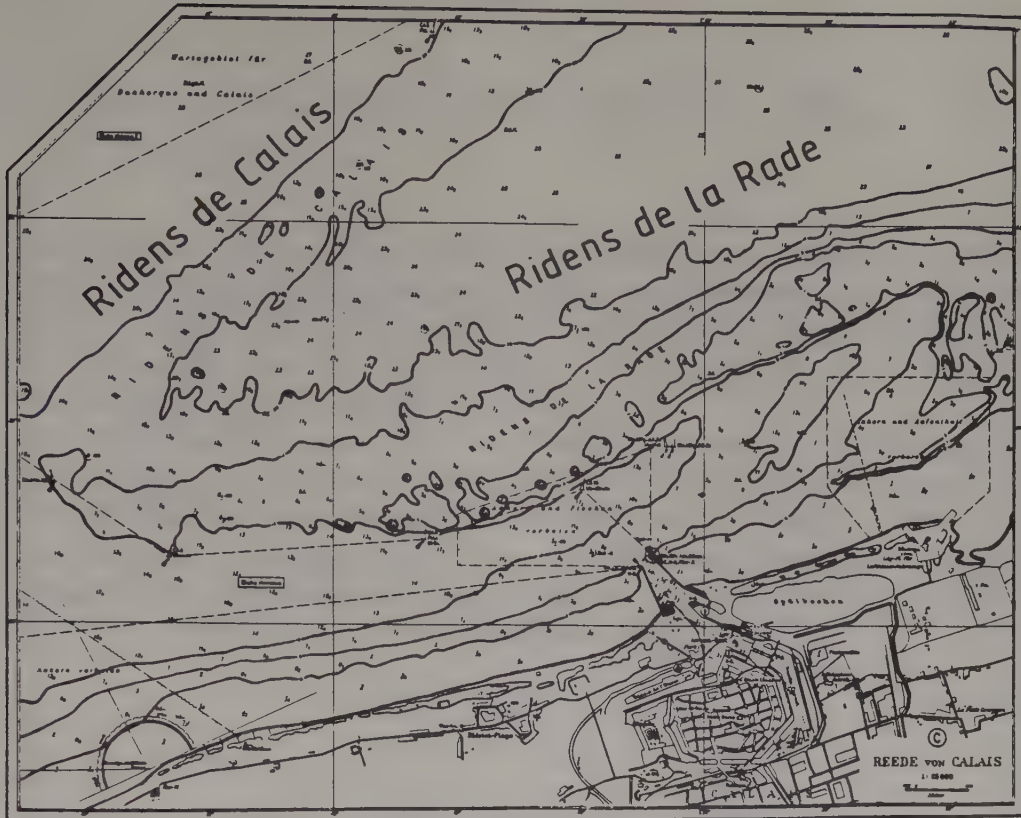
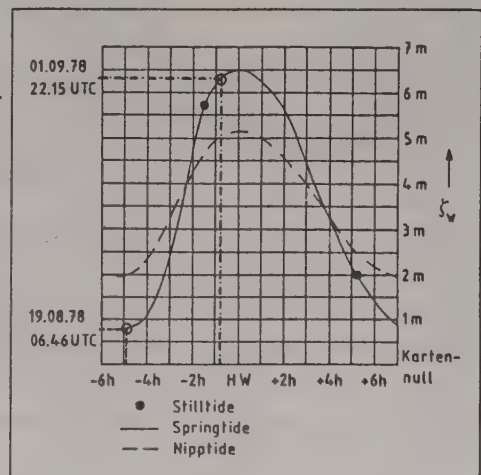


Abb. 6c. Vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes vor Calais in der südlichen Nordsee mit den Sandbänken Ridens de Calais und Ridens de la Rade (modifizierter Plan C der Seekarte Nr. 245^D, 5. Ausgabe 1981, II, Deutsches Hydrographisches Institut, (DHI)).

Abb. 6d. Gezeitenkurve bei der MPC-Tonne (Position: $51^{\circ}05, 2' N, 01^{\circ}39, 4' E$) mit den jeweiligen Wasserständen während der Überflugzeiten von Seasat am 19. August 1978, 06.46 UTC (Abb. 6a) und am 01. September 1978, 22.15 UTC (Abb. 6b). Hochwasser (HW) MPC-Tonne = HW Dover + 13 Minuten.



- Abb. 6a. Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 4505) der südlichen Nordsee (Seegebiet vor Calais, siehe auch Abb. 6c und Seegebiet ^L in der Abb. 26) von Orbit 762 vom 19. August 1978, 06.46 UTC.
- b. Vergrößerter Ausschnitt wie bei Abb. 6a aber von Orbit 957 vom 01. September 1978, 22.15 UTC; prozessiert von der DFVLR. Die Satellitenbahnrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während der jeweiligen Aufnahmezeitpunkte sind ebenfalls angegeben.

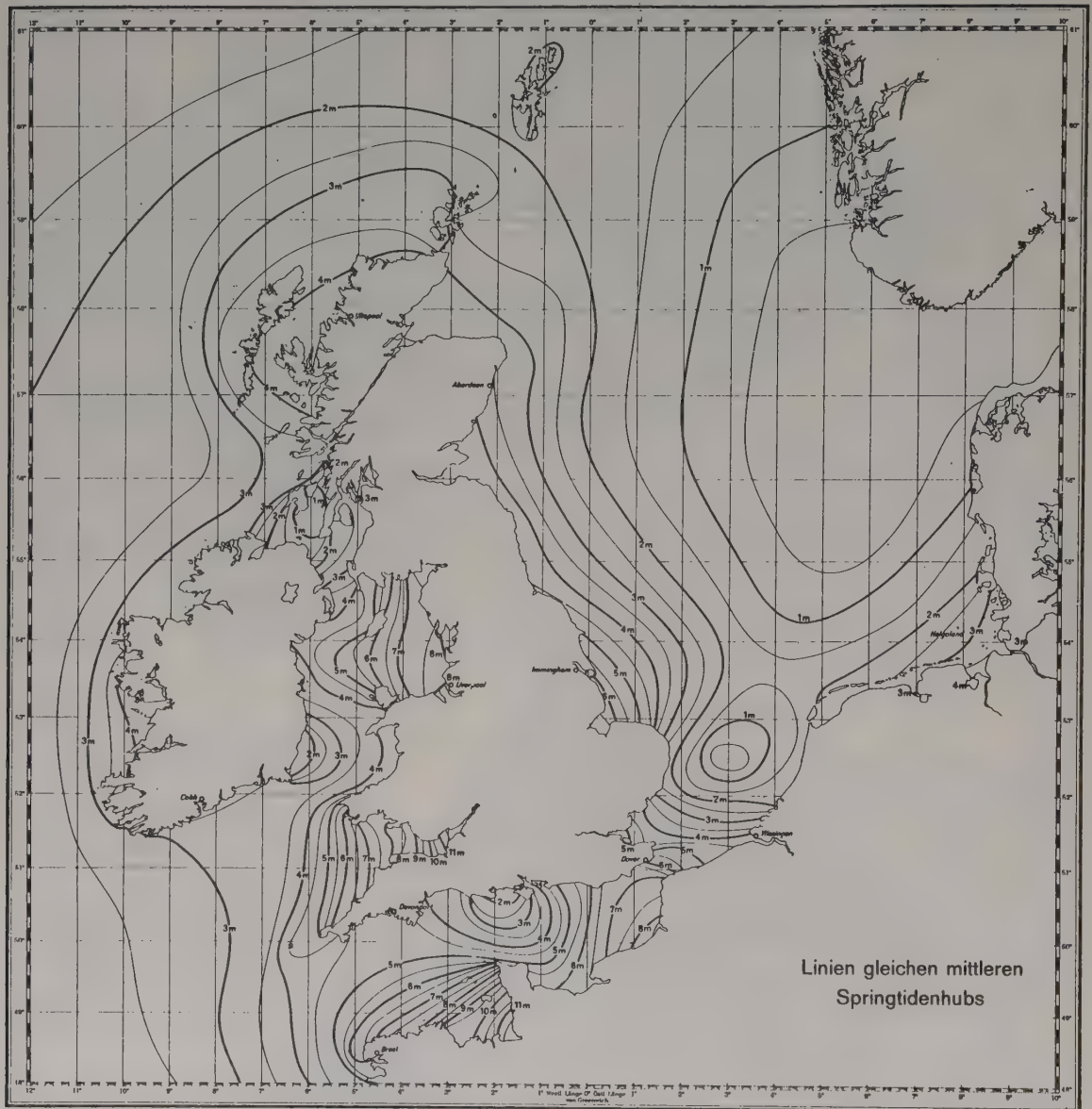


Abb. 7. Karte der Linien gleichen mittleren Springtidenhubs der Nordsee, des Englischen Kanals und der britischen und irischen Gewässer (aus: Gezeitentafeln für das Jahr 1974, Band 1, Europäische Gewässer, DHI, 1973).

2.1 Theorie des Abbildungsmechanismus beim L-Band Radar

Die Wechselwirkung eines 3-dimensionalen zeitabhängigen Strömungsfeldes mit einer 3-dimensionalen Bodentopographie ist in vielen Fällen ein sehr komplexer Vorgang, der keine einfache mathematische Beschreibung erlaubt. Eine vereinfachte Theorie findet man bei Alpers und Hennings (1984), die weiterentwickelt und zusammenfassend hier dargestellt wird.

Bei der Wechselwirkung zwischen der Bathymetrie und der Strömung wird davon ausgegangen, daß das Strömungsfeld über der Bodentopographie eindimensional, laminar, nur schwach zeitabhängig und frei von vertikaler Strömungsscherung ist. Weiterhin wird von der Annahme ausgegangen, daß die Komponente der Gezeitenstromgeschwindigkeit $U_{\perp}$ normal zur Richtung der Sandbank oder Sandwelle der Kontinuitätsgleichung

$$U_{\perp}(\mathbf{x}_{\perp}) \cdot d(\mathbf{x}_{\perp}) = \text{const} \quad (1)$$

mit

$$d(\mathbf{x}_{\perp}) = h(\mathbf{x}_{\perp}) + \zeta_w \quad (2)$$

genügt, und daß die Parallelkomponente $U_{\parallel}$ konstant ist

$$U_{\parallel} = \text{const} \quad (3)$$

Hierbei bedeutet $d(\mathbf{x}_{\perp})$ das lokale Tiefenprofil senkrecht zur Richtung des Unterwasserrückens ($\mathbf{x}_{\perp}$), welches sich im Seegebiet mit Gezeitenhub zusammensetzt aus der Wassertiefe $h(\mathbf{x}_{\perp})$ bezogen auf das Kartennull und dem augenblicklichen Wasserstand ζ_w .

Die Geometrie der einzelnen Richtungs- und Strömungskomponenten ist in der Abb. 9 gezeigt. Messungen der Strömungsgeschwindigkeiten auf einem Profil der South Falls Bank in der südlichen Nordsee (Nordausgang Straße von Dover) durch Venn und Olier (1983) ergaben, daß die Gleichungen (1) und (3) in erster Approximation erfüllt sind. Es existieren jedoch Abweichungen von diesen einfachen Beziehungen, wobei dann eine detailliertere Theorie angewendet werden muß.

Weil die Zeit- und Raumskalen der Oberflächenströmung, die durch die Wechselwirkung mit der Bodentopographie entstehen, generell klein sind im Vergleich zu den Zeit- und Raumskalen der Bragg-Wellen, kann die Wechselwirkung der Bragg-Wellen mit der Strömung durch eine schwache Wechselwirkungstheorie beschrieben werden, wie sie von Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) entwickelt wurde (Hasselmann et al., 1973; Alpers und Hasselmann, 1978; Wright, 1978). Diese Wechselwirkung wird durch die Gleichung

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}[N] = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \dot{\mathbf{x}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{k}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right) N = S(\mathbf{x}, \mathbf{k}, t) \quad (4)$$

beschrieben, wobei

$$N(\underline{x}, \underline{k}, t) = \frac{E(\underline{x}, \underline{k}, t)}{\omega'} \quad (5)$$

das Wirkungsdichtespektrum ist, $E(\underline{x}, \underline{k}, t)$ das Wellenspektrum, ω' die lokale Wellenfrequenz in einem Referenzsystem, welches sich in Ruhe befindet, $\underline{x}$ die Raumvariable, $\underline{k}$ die Wellenzahl und $S(\underline{x}, \underline{k}, t)$ eine Quellfunktion. Die Wellen bewegen sich entlang Trajektorien im 4-dimensionalen Phasenraum, die durch die Strahlgleichungen gegeben sind

$$\dot{\underline{x}} = \frac{\partial \omega}{\partial \underline{k}} \quad (6a)$$

$$\dot{\underline{k}} = -\frac{\partial \omega}{\partial \underline{x}} \quad (6b)$$

Hier bedeutet

$$\omega(\underline{x}, \underline{k}, t) = \omega'(\underline{k}) + \underline{k} \cdot \underline{U}(\underline{x}, t) \quad (7)$$

die Wellenfrequenz in einem sich bewegenden Medium mit variabler Geschwindigkeit $\underline{U}(\underline{x}, t)$; ω' ist durch die Dispersionsrelation für Wasserwellen

$$\omega' = g |\underline{k}| \sqrt{1 + \left(\frac{|\underline{k}|}{363}\right)^2} \quad (8)$$

gegeben, wobei der Term $(|\underline{k}|/363)^2$ den Effekt der Oberflächenspannung beschreibt.

Es wird nun angenommen, daß durch die variable Oberflächenströmung nur kleine Abweichungen vom Gleichgewicht der Wirkungsdichte entstehen. Deshalb werden die Wirkungsdichte N und die Oberflächenströmung $\underline{U}$ als Summe durch einen konstanten Gleichgewichtsterm und durch einen kleinen orts- sowie zeitabhängigen Störterm dargestellt:

$$N(\underline{x}, t) = N_0(\underline{k}) + \delta N(\underline{x}, \underline{k}, t) \quad (9)$$

$$\underline{U}(\underline{x}, t) = \underline{U}_0 + \delta \underline{U}(\underline{x}, t) \quad (10)$$

Weiterhin wird der Quellterm S durch einen diagonalen Operator approximiert:

$$S(\underline{x}, \underline{k}, t) = \mu \delta N(\underline{x}, \underline{k}, t) \quad (11)$$

Der Parameter μ hat die Dimension Zeit^{-1} und wird Relaxationsrate genannt; $\tau_r = \mu^{-1}$ ist die Relaxationszeit. Physikalisch ist τ_r eine Systemkonstante und beschreibt die Reaktion des Wellensystems im Hinblick auf kleine Änderungen vom Gleichgewicht durch die Variation der Oberflächenströmung. Die Relaxationszeit wird bestimmt durch die kombinierten Effekte der Windanregung, des

Energieaustausches mit anderen Wellen und der Energieverluste durch dissipative Prozesse wie Wellenbrechung. Es existieren keine Messungen der Relaxationszeit im offenen Ozean. Jedoch erwartet man aufgrund der schwachen Wechselwirkungstheorie (nach Gleichung (36) und (73)), daß τ_r in der Größenordnung von 10 bis 100 Wellenperioden liegt. Da die Wellenperiode der Seasat SAR Bragg-Wellen 0,47 s beträgt, liegt der Wert für die Relaxationszeit zwischen 4,7 s und 47 s. Hier wird τ_r oder μ als freier Parameter betrachtet.

Werden die Gleichungen (9), (10) und (11) in die Gleichung (4) eingesetzt und dabei nur Terme 1. Ordnung betrachtet, ergibt sich

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\underline{c}_g + \underline{U}_0) \frac{\partial}{\partial \underline{x}} + \mu \right) \delta N = \underline{k} \cdot \frac{\partial \underline{U}}{\partial \underline{x}} \frac{\partial N_0}{\partial \underline{k}} \quad (12)$$

Die Zeitskalen der drei Terme auf der linken Seite von Gleichung (12) sind gegeben durch die lokale Zeit T , die Advektionszeit τ_a und die Relaxationszeit τ_r . Die lokale Zeit ist von der Größenordnung der Periode der halbtägigen Gezeit geteilt durch 2π , was einen Wert von $12,5 \text{ h} / 2\pi \approx 2 \text{ h}$ ergibt. Die Advektionszeit ist gegeben durch

$$\tau_a = |\underline{K}_B \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0)|^{-1} \quad (13)$$

wobei $\underline{K}_B$ die Wellenzahl der Bodentopographie bedeutet.

Der erste Term auf der linken Seite von Gleichung (12) kann somit gegenüber dem zweiten und dritten Term vernachlässigt werden. Deshalb reduziert sich Gleichung (12) auf

$$\left((\underline{c}_g + \underline{U}_0) \cdot \frac{\partial}{\partial \underline{x}} + \mu \right) \delta N = \underline{k} \cdot \frac{\partial \underline{U}}{\partial \underline{x}} \frac{\partial N_0}{\partial \underline{k}} \quad (14)$$

Die Gleichung (14) wird nun durch eine Fourier-Transformation gelöst. Durch Einführung der Fourier Darstellungen

$$\delta N(\underline{x}, \underline{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(\underline{K}, \underline{k}) \cdot e^{i\underline{K} \cdot \underline{x}} d\underline{K} \quad (15a)$$

$$\delta \underline{U}(\underline{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{u}(\underline{K}) \cdot e^{i\underline{K} \cdot \underline{x}} d\underline{K} \quad (15b)$$

wobei i die imaginäre Einheit ist, ergibt sich für Gleichung (14)

$$n(\underline{K}, \underline{k}) = \frac{\underline{K} \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0) + i\mu}{(\underline{K} \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0))^2 + \mu^2} \cdot (\underline{k} \cdot \underline{u}(\underline{K})) \cdot \left(\underline{K} \cdot \frac{\partial N_0}{\partial \underline{k}} \right) \quad (16)$$

Wird nun eine Abhängigkeit des kurzen Wellenenergiespektrums $E_0 = \omega' \cdot N_0$ in der Form $E_0 \sim |k|^{-\alpha_p}$ (α_p ist gleich 4 bei einem Phillips Gleichgewichtsspektrum) angenommen, dann wird aus Gleichung (16)

$$\frac{n(\underline{K}, \underline{k})}{N_0} = - \frac{\underline{K} \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0) + i\mu}{(\underline{K} \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0))^2 + \mu^2} \cdot (\alpha_p + \gamma) \cdot \frac{\underline{K} \cdot \underline{k}}{\underline{k}^2} \cdot (\underline{k} \cdot \underline{u}(\underline{K})) \quad (17)$$

mit γ als Verhältnis zwischen der Gruppengeschwindigkeit und der Phasengeschwindigkeit der kurzen Oberflächenwellen. Für Gravitationswellen ist $\gamma = 0,5$ und für Kapillarwellen ist $\gamma = 1,5$.

Es wird nun ein Koordinatensystem gewählt, wobei die Projektion der Radaran-
tenblickrichtung auf die horizontale Ebene als x-Richtung definiert wird
(siehe Abb. 9). In diesem Fall hat der Wellenvektor der Bragg-Wellen nur eine
x-Komponente, $\underline{k} = (k_x, 0)$. Die Fourier-Transformierte von Gleichung (17)
schreibt sich dann (mit $\alpha_p = 4$)

$$\begin{aligned} \frac{\delta N(\underline{x}, k_x)}{N_0(k_x)} &= \frac{\delta E(\underline{x}, k_x)}{E_0(k_x)} = \\ &- \int_{-\infty}^{+\infty} (4 + \gamma) \cdot \frac{\underline{K} \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0) + i\mu}{(\underline{K} \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0))^2 + \mu^2} \cdot K_x \cdot u_x(\underline{K}) e^{i\underline{K} \cdot \underline{x}} d\underline{K} \quad (18) \end{aligned}$$

Die inverse Fourier-Transformierte von Gleichung (15b) ergibt

$$\underline{u}(\underline{K}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta \underline{U}(\underline{x}) \cdot e^{-i\underline{K} \cdot \underline{x}} d\underline{x} \quad (19)$$

Wenn das Bodentopographieprofil durch ein Kosinusprofil approximiert wird,
erhält man bei Anwendung von Gleichung (1) und Gleichung (10) für $\delta \underline{U}(\underline{x})$

$$\delta \underline{U}(\underline{x}) = \frac{U_0}{d_0} \cdot A \cdot \cos(\underline{K}_B \cdot \underline{x}) \quad (20)$$

wobei d_0 eine mittlere Wassertiefe ist, und A ist die Amplitude des Bodentopographieprofils.

Wird Gleichung (20) in Gleichung (19) eingesetzt, erhält man

$$\underline{u}(\underline{K}) = \frac{U_0 \cdot A}{d_0} \int_{-\infty}^{+\infty} (\cos(\underline{K}_B \cdot \underline{x}) \cdot \cos(\underline{K} \cdot \underline{x}) - i \cos(\underline{K}_B \cdot \underline{x}) \cdot \sin(\underline{K} \cdot \underline{x})) d\underline{x} \quad (21)$$

Die Beziehungen der Produkte trigonometrischer Funktionen für

$$\cos(\underline{K} \cdot \underline{x}) \cdot \cos(\underline{K}_B \cdot \underline{x}) = \frac{1}{2} (\cos(\underline{K} + \underline{K}_B) \cdot \underline{x} + \cos(\underline{K} - \underline{K}_B) \cdot \underline{x}) \quad (22a)$$

und

$$\sin(\underline{K} \cdot \underline{x}) \cdot \cos(\underline{K}_B \cdot \underline{x}) = \frac{1}{2} (\sin(\underline{K} + \underline{K}_B) \underline{x} + \sin(\underline{K} - \underline{K}_B) \underline{x}) \quad (22b)$$

werden nun verwendet und in Gleichung (21) eingesetzt:

$$\underline{u}(\underline{K}) = \frac{\underline{U}_0 \cdot A}{2 d_0} \int_{-\infty}^{+\infty} ((\cos(\underline{K} + \underline{K}_B) \underline{x} - i \sin(\underline{K} + \underline{K}_B) \underline{x}) + (\cos(\underline{K} - \underline{K}_B) \underline{x} - i \sin(\underline{K} - \underline{K}_B) \underline{x})) \quad (23a)$$

oder

$$\underline{u}(\underline{K}) = \frac{\underline{U}_0 \cdot A}{2 d_0} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i \left(-\frac{\underline{K} + \underline{K}_B}{2\pi}\right) \underline{x}} d\underline{x} + \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i \left(-\frac{\underline{K} - \underline{K}_B}{2\pi}\right) \underline{x}} d\underline{x} \right) \quad (23b)$$

Mit Definition der Dirac-Distribution $\delta_D(x_D)$

$$\delta_D(x_D) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i x_D \cdot p} dp \quad (24)$$

ergibt sich für Gleichung (23b)

$$\underline{u}(\underline{K}) = \frac{\underline{U}_0 \cdot A}{2 d_0} (\delta_D(\underline{K} + \underline{K}_B) + \delta_D(\underline{K} - \underline{K}_B)) \quad (25)$$

Die Gleichung (25) wird in Gleichung (18) eingesetzt, wobei nur die Komponente K_{Bx} von $\underline{K}_B$ betrachtet wird:

$$\frac{\delta E(\underline{x}, k_x)}{E_0(k_x)} = - \frac{(4 + \gamma) \underline{U}_0 \cdot A}{d_0} \cdot \frac{K_{Bx}}{(K_{Bx}(\underline{U}_0 + \underline{c}_g))^2 + \mu^2} \cdot (K_{Bx}(\underline{U}_0 + \underline{c}_g) \cdot \cos(K_{Bx} \cdot x) - \mu \sin(K_{Bx} \cdot x)) \quad (26)$$

Bei Vernachlässigung der Advektion gegenüber der Relaxation vereinfacht sich die Gleichung (26) zu

$$\frac{\delta E(\underline{x})}{E_0} = \frac{(4 + \gamma)}{\mu} \cdot \frac{\underline{U}_0 \cdot A \cdot K_{Bx}}{d_0} \cdot \sin(K_{Bx} \cdot x) \quad (27)$$

Die Position $X_{\max}$ für $(\delta E(\underline{x})/E_0)_{\max}$ ergibt sich aus Gleichung (26)

$$X_{\max} = \frac{1}{K_{Bx}} \cdot \tan^{-1} \left(-\frac{\mu}{K_{Bx}(\underline{U}_0 + \underline{c}_g)} \right) \quad (28)$$

Mit Gleichung (28) wird die Advektionslänge x_a definiert

$$X_a = X_{\max} - X_{\max \text{ o. Advek.}} \quad (29)$$

Die Advektionslänge hat eine entscheidende Bedeutung bei der Interpretation des Abbildungsmechanismus und bei der Anwendung von Radarbildern für die Kartierungsmöglichkeit der Kammlinien von Sandbänken und Sandwellen (siehe dazu auch Kapitel 7). In der Abb. 8 ist die Advektionslänge X_a schematisch dargestellt.

Insbesondere ist die Frage noch nicht ausreichend beantwortet worden, ob ein Punkt X_K der Kammlinie einer Sandbank auch tatsächlich an der gleichen Position X_R in der Radarbildebene abgebildet wird oder wie groß die Abweichung davon ist.

Diese Position X_R in der Radarbildebene ergibt sich in erster Näherung dort, wo sich oberhalb der Bodentopographie ein scharfer Kontrast in der Bildhelligkeit ergibt (Hennings, 1985). Der Einfluß der Advektion wurde in der Arbeit von Hennings (1985) vernachlässigt. Eine erste Abschätzung des Advektionseinflusses wurde von Alpers und Hennings (1984) über die Advektionszeit τ_a nach Gleichung (13) vorgenommen.

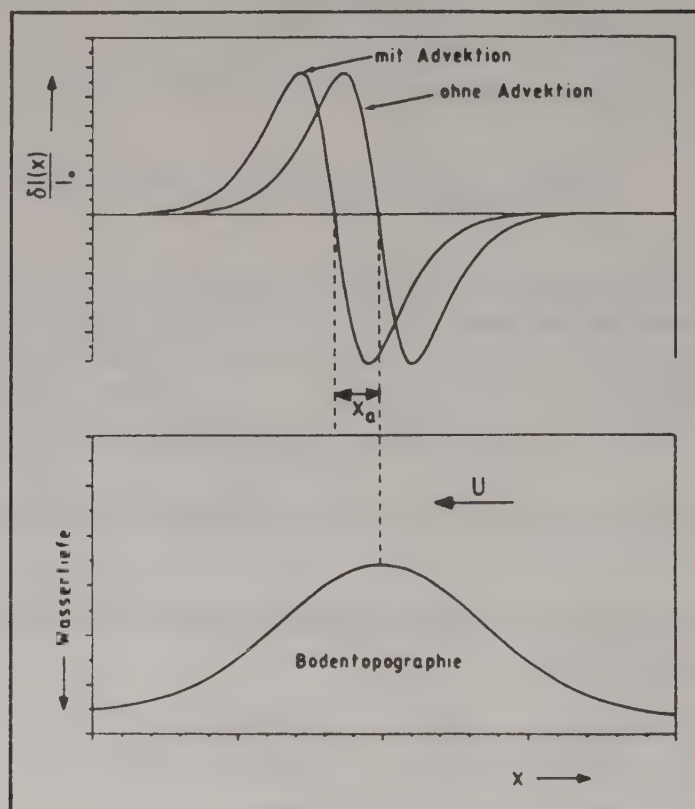


Abb. 8. Schematische Darstellung der Advektionslänge X_a bei der hydrodynamischen Modulation für ein symmetrisches Bodentopographieprofil.

Wenn die Ungleichung

$$\begin{aligned} |(\underline{c}_g(\pm 2\underline{k}_0) + \underline{U}_0) \cdot \underline{K}_B| &\leq (|\underline{c}_g| + |\underline{U}_0|) \cdot \frac{1}{L_B} \\ &\leq \frac{0,002}{4} \text{ s}^{-1} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (30)$$

erfüllt ist, wobei L_B die Längenskala der Neigung der submarinen Bodentopographie in x -Richtung ist, dann ist in erster Näherung die Advektionszeit τ_a klein gegenüber der Relaxationszeit τ_r , so daß der Advektionsterm in Gleichung (12) vernachlässigt werden kann. Wenn die Gruppengeschwindigkeit $|\underline{c}_g(\pm 2\underline{k}_0)| = 0,36 \text{ m/s}$ und ein typischer Wert für die Gezeitenstromgeschwindigkeit von $|\underline{U}_0| = 1 \text{ m/s}$ in (30) eingesetzt werden, erhält man die Bedingung $L_B \geq 300 \text{ m}$.

Der Effekt des Advektionsterms beim Abbildungsmechanismus wird von Alpers und Hennings (1984) als Tiefpaßfilter interpretiert. Die Übertragungsfunktion des Tiefpaßfilters wird im zweidimensionalen $\underline{K}_B$ -Raum durch

$$F = \frac{\underline{K}_B \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0) + i\mu}{(\underline{K}_B \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0))^2 + \mu^2} \cdot \frac{\mu}{i} \quad (31)$$

beschrieben; i ist die imaginäre Einheit und μ ist die Relaxationsrate.

Die Bandbreite $\underline{K}_c$ des Tiefpaßfilters kann durch

$$|\underline{K}_c \cdot (\underline{c}_g + \underline{U}_0)| = \mu \quad (32)$$

definiert werden. Ein typischer Wert für die kritische Wellenlänge $\Lambda_c = 2\pi/|\underline{K}_c|$ ist $\Lambda_c = 250 \text{ m}$, den man erhält, wenn $|\underline{c}_g + \underline{U}_0| = 1 \text{ m/s}$ und $\mu = 0,025 \text{ s}^{-1}$ in Gleichung (31) eingesetzt werden und annimmt, daß $\underline{K}_B \parallel (\underline{c}_g + \underline{U}_0)$ ist. Somit ist die Variation der Radarrückstreuung infolge der hydrodynamischen Wechselwirkung ein tiefpaßgefiltertes Abbild des Strömungsgradienten $\partial u_x / \partial x$.

Als Näherung für Gleichung (12) erhält man ebenfalls

$$\frac{\delta E}{E_0} = -\frac{4 + \gamma}{\mu} \cdot \frac{\partial U_x(\underline{x})}{\partial x} \quad (33)$$

wenn Gleichung (5) in Gleichung (12) eingesetzt wird und dabei die ersten beiden Terme auf der linken Seite von Gleichung (12) gegenüber dem dritten Term vernachlässigt werden.

Da die Modulation des kleinskaligen Wellenfeldes linear mit der Modulation der Radarrückstreuung verknüpft ist, gilt wegen der Bragg-Streuung

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{\delta E}{E_0} \quad (34)$$

wobei $\delta\sigma/\sigma_0$ als relative Radarrückstreu-Modulation bezeichnet wird. Ist das Radarsystem mit realer Apertur ein lineares Abbildungssystem, so ist die Modulation der relativen RAR-Bildintensität gleich der relativen Radarrückstreu-Modulation

$$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{RAR}} \equiv \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr}} = \frac{\delta\sigma}{\sigma_0} \quad (35)$$

Wird diese Modulation durch die hydrodynamische Wechselwirkung hervorgerufen, so wird hier der Index **hydr** gleichbedeutend mit dem Index **RAR** gebraucht.

Wird nun die Gleichung (1) in Gleichung (33) und dann Gleichung (33) in Gleichung (34) eingesetzt, so ergibt sich

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma_0}\right)_{\text{hydr}} = \frac{4+\gamma}{\mu} \cdot |\underline{U}_0| \cdot (h_0 + \zeta_w) \cdot \cos\psi \cdot \cos^2\phi_s \cdot (h + \zeta_w)^{-2} \cdot \text{grad}_\perp h \quad (36)$$

Dabei wurde $\text{grad}_\perp \zeta_w$ gegenüber $\text{grad}_\perp h$ vernachlässigt; $\text{grad}_\perp h$ ist der Gradient des Tiefenprofils in Richtung normal zur Sandbank; ϕ_s ist der Winkel zwischen der Flugrichtung und der Richtung der Sandbank; ψ ist der Winkel zwischen der ungestörten Strömungsrichtung und der $x_\perp$ -Richtung; $d_0 = h_0 + \zeta_w$ ist die Wassertiefe außerhalb der Sandbankregion und $|\underline{U}_0|$ ist der Betrag der ungestörten Strömungsgeschwindigkeit (siehe Abb. 9).

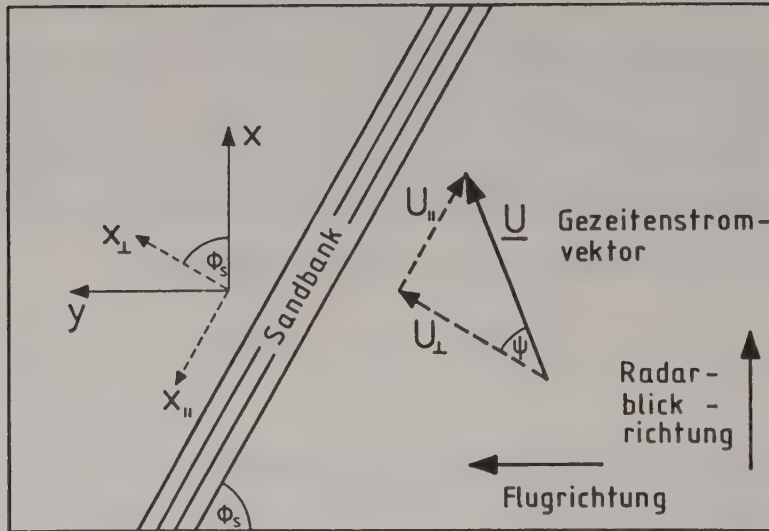


Abb. 9. Geometrie der Bodentopographie, der Gezeitenströmung, der Flugrichtung und der Radarblickrichtung.

2.2 Theorie zur Abschätzung der Advektion beim L-Band Radar nach Thompson

Das Ziel in diesem Kapitel ist die genaue Berechnung der Advektionslänge X_a nach Thompson (1986).

Zur Berechnung der Modulation der Radarrückstreuung wird hier zunächst von der Form der Transportgleichung ausgegangen, wie sie von Hughes (1978) und Thompson (1986) beschrieben wurde

$$\frac{dN(\underline{k}, \underline{x}, t)}{dt} \equiv \mathcal{L}[N] = \mu_H(\underline{k}) \cdot N(\underline{k}, \underline{x}, t) - \mu_H(\underline{k}) \cdot \frac{N^2(\underline{k}, \underline{x}, t)}{N_0(\underline{k})} \quad (37)$$

wobei $\underline{x}$ die Raumvariable; $\underline{k}$ die Wellenzahl; t die Zeit; $N(\underline{k}, \underline{x}, t)$ die lokale- und $N_0(\underline{k})$ die Gleichgewichts-Wirkungsdichte (ohne Strömung) sowie $\mu_H(\underline{k})$ die Relaxationsrate nach Hughes (1978) bedeuten. Man beachte: in Gleichung (37) erscheint als zweiter Ausdruck auf der rechten Seite noch ein Term 2. Ordnung. Die Gleichung (37) geht aber in Gleichung (4) bei Verwendung von Gleichung (11) über, falls $N/N_0 \approx 1$ gilt.

Die Gleichung (37) ist vom Typ einer Ricatti Differentialgleichung und die Lösung dieser Gleichung ist nach Hughes (1978) und Thompson (1986)

$$Q(\underline{k}, \underline{x}, t) = Q_0(\underline{k}) + \int_{t_0}^t k'_j \cdot \frac{\partial U_j}{\partial x'_i} \cdot \frac{\partial Q_0(k')}{\partial k'_i} \cdot \exp \left(- \int_{t'}^t \mu_H(\underline{k}'') dt'' \right) dt' \quad (38)$$

Hierbei ist $Q(\underline{k}, \underline{x}, t) = 1/N(\underline{k}, \underline{x}, t)$; $Q_0(\underline{k}) = 1/N_0(\underline{k})$ und U_j die jeweilige Strömungskomponente.

Um die lokale spektrale Dichte der Wellenhöhe $S(\underline{k}, \underline{x}, t)$ relativ zur Gleichgewichtsdichte der Wellenhöhe $S_0(\underline{k})$ zu bestimmen, wird Gleichung (38) umgeschrieben, wobei die Beziehung (Thompson, 1986)

$$N(\underline{k}, \underline{x}, t) = \frac{(\varrho \cdot \omega')}{k} \cdot S(\underline{k}, \underline{x}, t) \quad (39)$$

benutzt wird:

$$\frac{S(\underline{k}, \underline{x}, t)}{S_0(\underline{k})} = \frac{1}{1 + P(\underline{k}, \underline{x}, t)} \quad (40)$$

mit

$$P(\underline{k}, \underline{x}, t) = N_0(\underline{k}) \cdot \int_{t_0}^t k'_j \cdot \frac{\partial U_j}{\partial x'_i} \cdot \frac{\partial Q_0(k')}{\partial k'_i} \cdot \exp \left(- \int_{t'}^t \mu_H(\underline{k}'') dt'' \right) dt' \quad (41)$$

wobei ϱ die Dichte des Wassers ist, und ω' ist die Kreisfrequenz der Oberflächenwellen (Gl. (8)).

Das Strömungsfeld U wird hier zur Vereinfachung mit

$$U = -U_0 \cdot \sin(K_B \cdot x) \quad (42)$$

angenommen, wobei U_0 die Amplitude der Strömung und $|\underline{K}_B| = K_B$ der Betrag der Wellenzahl der submarinen Bodentopographie bedeuten.

Die Zeitabhängigkeit von $\underline{x}$ und $\underline{k}$ wird durch die folgenden Gleichungen bestimmt

$$\frac{d x_i}{d t} = \frac{\partial \omega'}{\partial k_i} + U_i \quad (43a)$$

$$\frac{d k_i}{d t} = -k_j \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (43b)$$

Hierbei ist U_i die i -te Komponente des Strömungsfeldes.

Werden nun die Gl.(42), (43a) und (43b) in die Gleichung (41) eingesetzt und dabei die Beziehung

$$x = (c_{gx} + U_x) \cdot t \quad (44)$$

benutzt, so erhält man

$$P(k, x, t) = K_B \cdot U_0 \cdot k_x \cdot \frac{\partial \ln N_0}{\partial k_x} \cdot \exp(-\mu_H \cdot t) \cdot \int_{t_0}^t \exp(\mu_H \cdot t') \cdot \cos(K_B(c_{gx} + U_x) \cdot t') dt' \quad (45)$$

wobei k_x , U_x und c_{gx} die jeweiligen Komponenten der Wellenzahl der Oberflächenwelle, der Strömungs- und Gruppengeschwindigkeit entlang der x -Achse bedeuten.

Die Gleichung (45) kann nun in Abhängigkeit von x ausgedrückt werden, wenn Gleichung (44) in Gleichung (45) eingesetzt wird:

$$P(k, x) = \frac{K_B \cdot U_0}{c_{gx} + U_x} \cdot k_x \cdot \frac{\partial \ln N_0}{\partial k_x} \cdot \exp\left(-\frac{\mu_H \cdot x}{c_{gx} + U_x}\right) \cdot \int_{-\pi/K_B}^{\min(x, \pi/K_B)} \exp\left(\frac{\mu_H \cdot x'}{c_{gx} + U_x}\right) \cdot \cos(K_B \cdot x') dx' \quad (46a)$$

für $c_g \geq U$ und $x \geq -\pi/K_B$ und

$$P(k, x) = \frac{K_B \cdot U_0}{c_{gx} + U_x} \cdot k_x \cdot \frac{\partial \ln N_0}{\partial k_x} \cdot \exp \left(-\frac{\mu_H \cdot x}{c_{gx} + U_x} \right) \cdot \int_{\pi/K_B}^{\max(x, -\pi/K_B)} \exp \left(\frac{\mu_H \cdot x'}{c_{gx} + U_x} \right) \cdot \cos(K_B \cdot x') dx' \quad (46b)$$

für $c_g < U$ und $x \leq \pi/K_B$.

Die Gleichungen (46a) und (46b) werden nach Thompson (1986) gelöst.

Da hier nur die Advektionslänge oberhalb des Kammlinienbereichs der Bodentopographie berechnet werden soll, d.h., ein Längenbereich innerhalb von $-\pi/K_B \leq x \leq \pi/K_B$, ergibt sich folgende Lösung für $P(k, x)$:

$$P(k, x) = K_B \cdot U_0 \cdot k_x \frac{\partial \ln N_0}{\partial k_x} \cdot \frac{1}{(\mu_H^2 + K_B^2 (c_{gx} + U_x)^2)^{1/2}} \cdot \left(\cos(K_B \cdot x - \delta) + \cos \delta \cdot \exp \left(-\frac{K_B \cdot x + \operatorname{sgn} \pi}{\tan \delta} \right) \right) \quad (47a)$$

mit

$$\tan \delta = \frac{K_B (c_{gx} + U_x)}{\mu_H} \quad (47b)$$

und

$$\operatorname{sgn} = \begin{cases} 1 & \text{für } c_{gx} \geq U_x \\ -1 & \text{für } c_{gx} \leq U_x \end{cases} \quad (47c)$$

Für ein Pierson-Moskowitz Wellenhöhenspektrum bei einer $\cos^n(\phi_w/2)$ Winkelabhängigkeit mit ϕ_w als Winkel zwischen der $\underline{k}$ -Richtung und der Windrichtung ergibt sich für den dritten Term auf der rechten Seite von Gleichung (47a) die Beziehung nach Thompson (1986)

$$k_x \frac{\partial \ln N_0}{\partial k_x} = \left(\left(\frac{1,48 g^2}{U_w^4 k^2} - 4,5 \right) \cdot \cos \phi_s + \frac{n}{2} \tan \left(\frac{\phi_w}{2} \right) \cdot \sin \phi_s \right) \cdot \cos \phi_s \quad (48)$$

wobei g die Gravitationsbeschleunigung ist, U_w ist die Windgeschwindigkeit und ϕ_s ist der Winkel zwischen der Flugbahnrichtung und der Richtung der Sandbank (siehe Abb. 9).

Ist die Advektionszeit τ_a klein gegenüber der Relaxationszeit τ_r , dann kann Gleichung (47a) vereinfacht werden

$$P(k, x) = K_B \cdot U_0 \cdot k_x \frac{\partial \ln N_0}{\partial k_x} \cdot \frac{1}{\mu_H} \cdot \cos(K_B \cdot x) \quad (49)$$

Für Windgeschwindigkeiten von $U_w > 3$ m/s und $\underline{k}$ -Werten, die Wellen mit einer Wellenlänge < 1 m entsprechen, die sich in Windrichtung bewegen

($\phi_w = 0^\circ$), kann Gleichung (49) nach Thompson (1986) nochmals vereinfacht werden

$$P(k, x) = \frac{4,5}{\mu_H} \cdot \cos^2 \phi_s \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \quad (50)$$

Die Gleichung (50) ist identisch mit der Gleichung (34) von Alpers und Hennings (1984) und mit Gleichung (33) in dieser Arbeit.

2.3 Theorie des Abbildungsmechanismus beim K_a - und X-Band Radar

Der Abbildungsmechanismus von Unterwasser-Bodentopographie kann im K_a - und X-Band nicht durch Gleichung (12) beschrieben werden. Da die Relaxationszeit τ_r der Bragg-Wellen die Größenordnung von ungefähr 1 s hat, reicht die direkte Modulation nach Gleichung (33) nicht aus, die große beobachtete Bildmodulation (siehe Kapitel 5.1.5) zu erklären. Das bedeutet, daß der von Alpers und Hasselmann (1978) beschriebene Ansatz hinsichtlich des Quellterms

$$\left. \frac{\partial N}{\partial Q} \right|_{N=N_0} \delta Q = -\mu \delta N \quad (51)$$

der ebenfalls in Alpers und Hennings (1984) benutzt wird, die hydrodynamische Modulation nicht ausreichend beschreibt. Nach Stolte (1984) erfolgt die Kapillarwellenanregung direkt durch den Wind, besonders wenn Böen auf die Wellen einfallen. Die parasitärartig verteilten Kapillarwellen werden auch besonders vor Wellenkämmen von 5 cm bis 30 cm langen Wellen zu finden sein. Der Grund ist nichtlineare Wechselwirkung zwischen den langen Wellen und den Kapillarwellen. Nach Stolte (1984) werden die Kapillarwellen ebenfalls in begrenzten Bereichen sehr steiler Flanken längerer Wellen angeregt.

Weiterhin wird von verschiedenen Autoren (z.B. von Feindt, 1985) die Hypothese vertreten, daß das Windfeld durch lange Wellen gestört wird und daß deshalb die kurzen Rippelwellen nicht gleichmäßig längs der längeren Wellen durch den Wind erzeugt werden.

Ein ähnlicher Prozeß wird nun bei der Radarabbildung der Bodentopographie angenommen, wobei noch ein zusätzlicher Effekt hinzukommt, der durch den Konvergenz- bzw. Divergenzbereich im Strömungsfeld entsteht. Die längeren Wellen werden zunächst im Konvergenzbereich gestaucht und im Divergenzbereich gedehnt. Durch den Konvergenzbereich wird das Windfeld zusätzlich gestört, das heißt, die modulierten längeren Wellen bieten dem Windfeld mehr

Wirkungsfläche, so daß in diesem Bereich mehr Rippelwellen entstehen können. Dadurch wird die Energiedichte der Bragg-Wellen ebenfalls größer. Besonders an der Luv-Seite (der Windrichtung zugekehrten Seite) der längeren Wellen werden die kurzen Wellen vermehrt erzeugt (Stolte, 1984), während auf der Lee-Seite (der Windrichtung abgekehrten Seite) aufgrund von Abschattungseffekten dieses verhindert wird. Wie die Wind-Wellen-Kanal Radarmessungen von Feindt (1985) zeigen, ist die gemessene Phase der hydrodynamischen Modulation für Windgeschwindigkeiten > 9 m/s negativ. Mittelt man nun die Energiedichte der kurzen Wellen pro Einheitsfläche, so entsteht im Konvergenzbereich eine erhöhte Radarrückstreuung, und im Divergenzbereich entsteht eine verminderte Radarrückstreuung.

Dieser sogenannte "Zweistufenprozeß" wird in ähnlicher Weise auch schon von Alpers et al. (1981), von Hughes und Gower (1983) und von Thompson und Gasparovic (1986) diskutiert.

Da von Thompson und Gasparovic (1986) bei den X-Band und L-Band Daten interner Wellen die erhöhte Modulation annähernd an der gleichen Position beobachtet wird, müssen ebenfalls die längeren Wellen an der gleichen Stelle moduliert werden. Andererseits können aber die Wellenlängen der längeren Wellen nicht sehr groß sein, da sonst der Einfluß der Advektion und Relaxation groß wird und die Abbildung der erhöhten Modulation im X-Band nicht an gleicher Position wie bei den L-Band Daten erfolgen würde.

Der von Alpers und Hasselmann (1978) gewählte Ansatz wird folglich um einen Term erweitert. Für die Transportgleichung wird aufgrund der oben diskutierten Hypothese ein zusätzlicher Term auf der rechten Seite eingeführt

$$\frac{dN}{dt} \equiv \mathcal{L}[N] = -\mu \cdot \delta N - \kappa \cdot \omega' \cdot N_0 \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \quad (52)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (52) beschreibt die modulierte Wellenanfächung des Windfeldes durch den Strömungsgradienten. Für den Parameter κ wird der Ansatz nach Feindt (1985) benutzt

$$\kappa = \nu \cdot \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \quad (53)$$

wobei angenommen wird, daß die Wellenanfächung durch das Windfeld, daß durch die längeren Wellen variiert wird, mit der Neigung der langen Wellen $\partial \hat{\zeta} / \partial x$ verknüpft ist, ν wird nach Feindt (1985) als sogenannter "Wellenanfächungsparameter" bezeichnet.

Das Quadrat der Neigung der langen Wellen wird durch eine mittlere Neigung ins Quadrat angenommen:

$$\left\langle \left(\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} \right)^2 \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial y} \right)^2 \right\rangle_{AV} = s_0^2 \quad (54)$$

Für das Quadrat der mittleren Neigung s_0^2 werden nach Barrick (1974) und Cox (1974) folgende Beziehungen benutzt:

$$s_0^2 = B_0 \cdot \ln \left(\frac{k_c}{k_0} \right) \quad (55a)$$

für $k_c < 380 \text{ m}^{-1}$ und $U_w \leq 7 \text{ m/s}$

$$s_0^2 = B_0 \cdot \ln \left(\frac{k_c}{k_0} \right) + B_c \cdot \ln \left(\frac{k_w}{k_c} \right) \quad (55b)$$

für $k_c > 380 \text{ m}^{-1}$ und $U_w \gtrsim 7 \text{ m/s}$ mit $B_0 = 0,007$ und $B_c = 0,005$ sowie

$$k_0 = g/U_w^2 \quad (56a)$$

$$k_c = (g/T)^{1/2} \quad (56b)$$

$$k_w = 50 \cdot U_w^{1,4} \quad (56c)$$

wobei g die Gravitationsbeschleunigung ist, T ist die Oberflächenspannung geteilt durch die Dichte des Wassers und U_w ist die Windgeschwindigkeit.

Die Erzeugung der kurzen Wellen ist proportional zur spektralen Energiedichte E ; ν ist der Wellenanfachungsparameter, der die längs der langen Welle unterschiedliche Anfachung der Bragg-Wellen beschreibt.

Der Wellenanfachungsparameter ν ist eine Funktion der Windgeschwindigkeit U_w bzw. der Schubspannungsgeschwindigkeit u^* . Es wird hier folgender Zusammenhang angenommen

$$\nu = \frac{m \cdot u^* \cdot \omega'}{g} \quad (57)$$

mit m als Modulationsparameter, der wenig bekannt ist. Dieser Parameter wird proportional zur Anzahl der individuellen Bragg'schen Rückstreuerelemente pro Einheitsfläche angenommen; die Anzahl der Rückstreuerelemente ist wiederum proportional zur Bragg-Wellenzahl k_B und einer mittleren Wellenanfachungslänge $\hat{L}$:

$$m = m_0 \cdot |k|_B \cdot \hat{L} \quad (58)$$

mit m_0 als Proportionalitätskonstante.

Die Wellenanfachungslänge $\hat{L}$ kann in erster Näherung mit

$$\hat{L} \approx \frac{1}{4} \hat{\lambda} \quad (59)$$

abgeschätzt werden, da die direkte Wirkung des Windes etwa auf ein Viertel der Wellenlänge $\hat{\lambda}$ der langen Wellen im Luvbereich beschränkt bleibt.

Somit ergibt sich in erster Approximation nach Gleichung (33) mit der Bedingung (52) für die Modulation der Radarrückstreuung

$$\frac{\delta\sigma(\underline{x})}{\sigma_0} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial u_x(\underline{x})}{\partial \underline{x}} \left((4 + \gamma) + \left(\frac{m \cdot u^* \cdot \omega'}{g} \cdot \sqrt{\left(\frac{\partial \hat{\xi}}{\partial \underline{x}} \right)^2} \right) \right) \quad (60)$$

Eine Abhängigkeit der Radarrückstreumodulation von ϕ_s , dem Winkel zwischen der Flugrichtung und der Richtung der Sandbank oder Sandwelle, wie in Gleichung (36), ist in erster Näherung nicht gegeben, was u.a. auch Daten in Kapitel 5.1.6 zeigen und von de Loor (1981) sowie von Wadsworth und Piau (1983) ebenfalls beobachtet wurde.

Die Richtungsverteilung der sehr kurzen Bragg-Wellen auf den modulierten längeren Wellen im Konvergenzbereich der Strömung scheint somit *keine* dominierende Vorzugsrichtung (etwa in Richtung von $\underline{x}_\perp$) zu haben.

2.4 Theorie zur starken Wechselwirkung – Wellenbrechung im Flachwasser

Die Radarbildsignaturen der Sandbänke und Sandwellen weisen im allgemeinen doppelte Merkmale auf. Das bedeutet, die Radarbildstruktur setzt sich aus Bildelementen mit erhöhter und geringerer Graustufe zusammen.

Bei **symmetrischer** Bodentopographie ist der helle Streifen ungefähr genauso breit wie der dunkle Streifen oberhalb der submarinen Topographie. Die Analyse verschiedener Radarbilder (beispielsweise von der Irischen See, Abb. 30) hat aber ergeben, daß sich die Bildstruktur entscheidend ändert, wenn die Wassertiefe sehr gering wird. Man erkennt ein gering reduziertes (dunkles) und ein sehr hohes (sehr helles) Modulationssignal. Es muß deshalb ein Prozeß auftreten, der die Radarrückstreuung zusätzlich moduliert.

Es wird nun von der Hypothese ausgegangen, daß der zusätzliche Prozeß ein starker Wechselwirkungsprozeß ist, das heißt hier, *Wellenbrechung im Flachwasser*. Die Dissipation aufgrund von Wellenbrechung ist ein komplexer Vorgang, der physikalisch und mathematisch noch nicht gelöst ist. Es wird aber trotzdem qualitativ ein erster Ansatz aufgezeigt, wobei die große beobachtete Modulation der Radarrückstreuung bei sehr geringen Wassertiefen oberhalb der Bodentopographie mit dem Prozeß der Wellenbrechung in Beziehung gebracht wird.

Zunächst wird von der *Theorie der Einzel- oder Solitärwelle* (engl.: solitary wave theory) ausgegangen. Die Oberflächenauslenkung ζ dieser Welle wird hier nach Camfield und Street (1969) wie folgt definiert:

$$\zeta = H \cdot \operatorname{sech}^2 \left(\sqrt{\frac{3H}{4d^3}} \cdot (x - ct) \right) \quad (61)$$

mit

$$c = \sqrt{g \cdot d \left(1 + \frac{H}{d} \right)} \quad (62)$$

wobei x die Ausbreitungsrichtung der Welle ist, t ist die Zeit, c ist die Phasengeschwindigkeit der Welle, g ist die Gravitationsbeschleunigung, H ist die Wellenhöhe und d ist die Wassertiefe.

Die totale Energie E dieser Welle ist mit

$$E = \frac{8}{3} \cdot \varrho \cdot g \cdot d^3 \cdot \frac{H}{d} \sqrt{\frac{H}{d}} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (63)$$

angegeben (Munk, 1949; Le Méhauté, 1963; Divoky et al., 1970); ϱ ist die Dichte des Wassers.

Um die Dissipation durch Wellenbrechung abzuschätzen, wird die Beziehung der Energiedissipation in einem hydraulischen Sprung (engl.: hydraulic jump) nach Lamb (1945) benutzt

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_B = \varrho \cdot g \cdot Q_0 \frac{(d_1 - d_2)^3}{4d_1 d_2} \quad (64)$$

mit Q_0 als Einheitsvolumen.

Nach Divoky et al. (1970) werden d_1 und d_2 durch

$$d_1 = d + \beta \cdot H \quad (65a)$$

$$d_2 = d + H \quad (65b)$$

definiert, wobei d_1 die Wassertiefe nach der Brechung und d_2 die Wassertiefe vor der Brechung am Wellenkamm bedeuten (siehe dazu auch Abb. 10a); β ist ein Koeffizient, der die Schaumverteilung während des Brechens beschreibt. Dieser Koeffizient kann Werte zwischen 0 (voll entwickelter Brecher) und 1 (keine Wellenbrechung) annehmen.

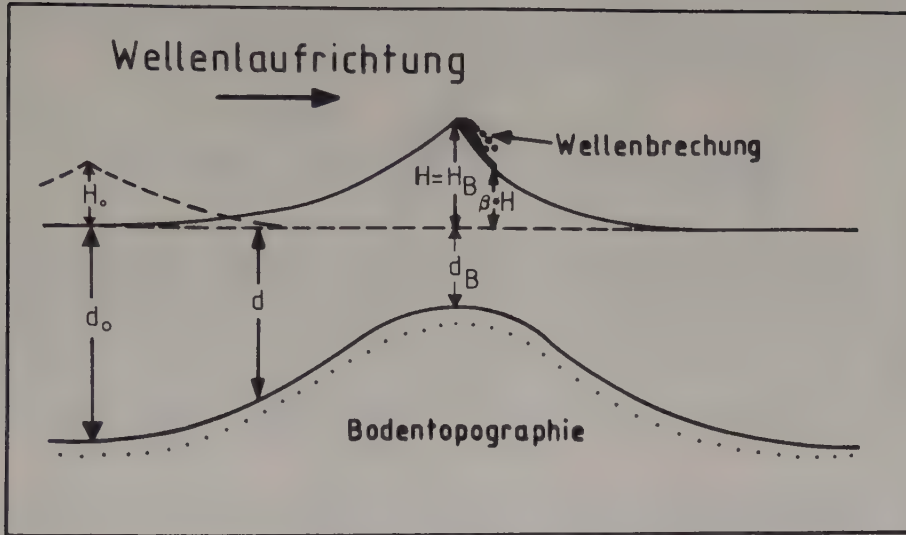


Abb. 10a. Schematische Darstellung einer Wellenbrechung im Flachwasser.

Die mittlere Geschwindigkeit u_1 der Wasserteilchen bei $\zeta = \beta \cdot H$ ist gegeben durch

$$u_1 = c \frac{\beta \cdot H}{d + \beta \cdot H} - c \quad (66a)$$

und die Geschwindigkeit u_2 der Wasserteilchen bei $\zeta = H$ ist

$$u_2 = c \frac{H}{d + H} - c \quad (66b)$$

Aus Kontinuitätsgründen ergibt sich für Q_0

$$Q_0 = u_1 \cdot d_1 = u_2 \cdot d_2 = c \cdot d \quad (67)$$

Mit den Gleichungen (63) und (64) und den Beziehungen (65) – (66) erhält man für die Energiedissipation durch Turbulenz nach Divoky et al. (1970)

$$\left. \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right|_B = c \cdot \frac{3\sqrt{3}}{32} \cdot \frac{1}{d + H} \cdot \left(\frac{H}{d} \right)^{3/2} \cdot \frac{(1 - \beta)^3}{(1 + \beta (H/d))} \quad (68)$$

Entscheidend für das Einsetzen der Wellenbrechung im Flachwasser ist das Verhältnis der Wellenhöhe H zur Wassertiefe d . Die Wellenhöhe H und die

Wassertiefe d , wo Wellenbrechung einsetzt, werden als $H = H_B$ und $d = d_B$ definiert.

Nach Munk (1949) ergibt sich bei einer qualitativen Abschätzung für $H_B/d_B = 1,3$. Keller et al. (1986) geben Werte für H_B/d_B von 0,65 – 3,0 an. Experimentelle Versuche in Wellentanks haben gezeigt, daß das Verhältnis H_B/d_B von der Neigung des submarinen Bodens abhängt (Camfield und Street, 1967). Aus diesen Versuchen ergab sich beim Auflaufen einer Einzelwelle aus dem Tiefwasserbereich auf den Flachwasserbereich bei unterschiedlichen Neigungen N_B ($N_B \leq 0,045$) des Strandbereichs die empirische Formel

$$\frac{H_B}{d_B} = 0,75 + 0,25 \cdot N_B - 112 \cdot N_B^2 + 3870 \cdot N_B^3 \quad (69)$$

Die Abbildung 10b zeigt nach Camfield und Street (1967) die Werte von H_B/d_B bei unterschiedlich simulierten Strandneigungen N_B . Bei geringen Neigungen N_B blieb das Wellenprofil annähernd symmetrisch, wobei die Welle nur in der Nähe des Wellenkamms als Schwallbrecher (engl.: spilling breaker) brach. Bei größeren Neigungen N_B brach die Welle als Sturzbrecher (engl.: plunging breaker); die Abbildung 10c zieht schematisch beide Brechertypen.

Bei der Simulation einer submarinen symmetrischen Bodentopographie wurden zusätzlich noch folgende Beobachtungen gemacht:

1. Wellen, die das kritische Verhältnis H_B/d_B erreichen, brechen nicht notwendigerweise an der Position d_B , da der Brechungsprozeß zeitabhängig ist und von der Geschwindigkeit der Wasserteilchen innerhalb der Welle abhängt.
2. Wellen brechen auch dann, wenn das kritische Verhältnis H_B/d_B nicht mehr gilt. Das heißt, Wellen brechen oft erst an einer Position, nachdem sie die Wassertiefe d_B passiert haben (Pattiaratchi et al., 1986).

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Brechungsprozeß von der Neigung N_B der Bodentopographie abhängt und die Neigung N_B beeinflußt ihrerseits die Form der Welle.

Der Streumechanismus beim Brechungsprozeß ist wenig bekannt, so daß endgültige Aussagen hier nicht gemacht werden können. Hinweise darüber, daß der dominierende Streumechanismus *spiegelnde Reflektion* sein kann, findet man bei Valenzuela (1985) und bei Kwoh et al. (1986).

Die Frage, ob marine Aerosole (engl.: sea-spray) beim Brechungsprozeß für die Radarrückstreuung verantwortlich sein können, wurde von Alpers et al. (1981) diskutiert. Die Rayleigh-Streuung wird signifikant, wenn das Verhältnis von $(d_R/\lambda_0) \leq 0,01$, wobei d_R der Durchmesser des rückstreuenden Teilchens und λ_0 die Radarwellenlänge bedeuten. Die Rayleigh-Streuung erhöht sich mit der vierten Potenz von (d_R/λ_0)

$$\sigma_{\text{Rayleigh}} \sim \left(\frac{d_R}{\lambda_0} \right)^4 \quad (70)$$

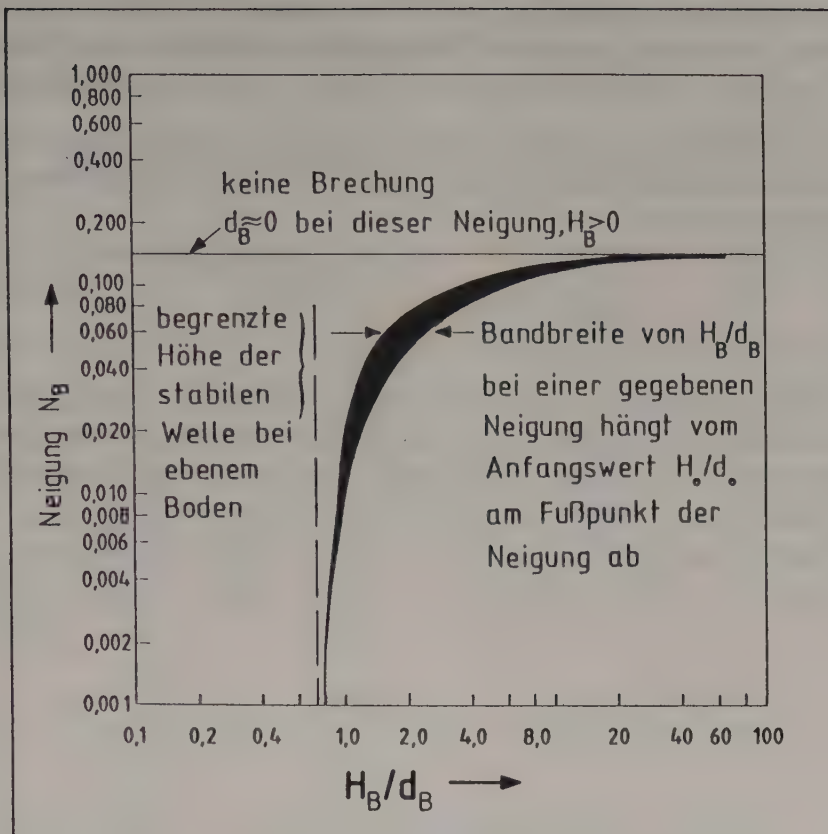


Abb. 10b. Brechungscharakteristik für Solitärwellen (modifiziert aus: Camfield und Street, 1967).

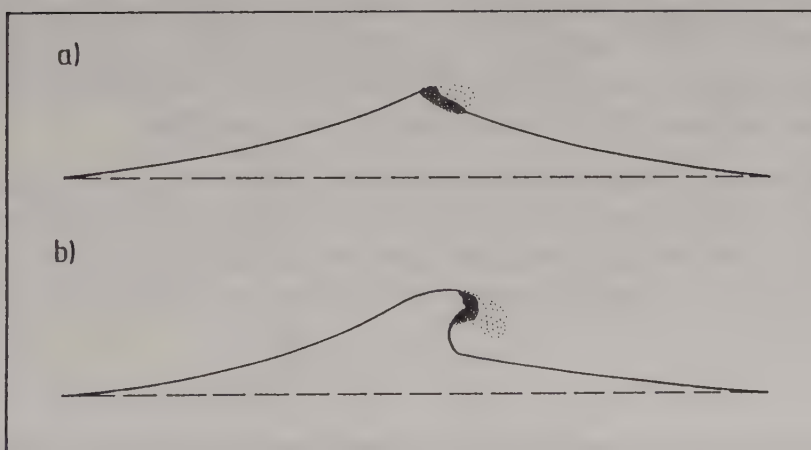


Abb. 10c. Brechertypen: a) Beim *Schwallbrecher* (engl.: spilling breaker) bleibt das Wellenprofil fast symmetrisch, die Brechung erfolgt in der Nähe des Wellenkamms; b) die Welle bricht als *Sturzbrecher* (engl.: plunging breaker).

Weil beim Brechungsprozeß auch vermehrt kleine Luftblasen in die obere Wasserschicht eindringen und zusätzlich Schaum entsteht (Pattiaratchi et al., 1986) und dadurch wiederum die lokale Dielektrizitätskonstante zur Umgebung verändert wird, kann *Volumenstreuung* bei diesem Prozeß ebenfalls beitragen.

Erste Ideen von Phillips (1987) ergeben, daß der Radarrückstreuquerschnitt σ_{0B} durch individuelle Brechungszellen im freien Ozean ohne Störung durch die Bodentopographie mit

$$\sigma_{0B} = F(\theta_E, \phi_w) \cdot \left(\frac{u_*^2 \cdot k_0}{g} \right)^{3/2} \quad (71)$$

definiert werden kann; u_* ist die Schubspannungsgeschwindigkeit, k_0 ist die Radarwellenzahl; g ist die Gravitationsbeschleunigung; θ_E ist der Einfallswinkel der Radarstrahlen; ϕ_w ist der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung relativ zur Windrichtung, wobei die Größe der Funktion $F(\theta_E, \phi_w)$ im Augenblick unbekannt ist.

2.5 Theorie der Phasen-Modulation

Die Phasen-Modulation (engl.: velocity bunching) ist eine Eigentümlichkeit des Radars mit synthetischer Apertur (SAR). Dieser Abbildungsmechanismus kommt nicht vor beim Radar mit realer Apertur (RAR). Die Phasen-Modulation wird nur dann beobachtet, wenn sich das Zielobjekt bewegt. Das SAR benutzt die Doppler-Frequenz der reflektierten Radarsignale, damit eine hohe azimutale Auflösung erreicht wird. Die azimutale Positionierung eines beliebigen Streuobjektes erfolgt bei der Doppler-Frequenz Null.

Bei einer seitwärts blickenden Radarantenne befindet sich die Doppler-Frequenz eines stationären Streuobjektes genau im Zentrum des Radarstrahlkegels. Hat nun das Streuobjekt eine Geschwindigkeitskomponente u_r in Antennenblickrichtung, so wird die Doppler-Frequenz Null mit einem azimutalen Winkel von

$$\alpha \approx \tan \alpha = \frac{u_r}{V} \quad (72)$$

seitlich vom Zentrum des Radarstrahlkegels versetzt (V ist die Geschwindigkeit des Sensorträgers). Variiert die Radialgeschwindigkeit der Rückstreuobjekte in azimutaler Richtung ($\partial u_r / \partial y \neq 0$), so ist der Versatz dieser Objekte nicht gleichmäßig. Es existieren Regionen auf dem Radarbild mit mehr und weniger abgebildeten Rückstreuobjekten pro Einheitsfläche in azimutaler Richtung.

Eine detaillierte Beschreibung der Phasen-Modulation findet man beispielsweise in Larson et al. (1976), Alpers und Rufenach (1979), Alpers (1983a) und in Alpers und Hennings (1984). Analog zu Gleichung (36) ergibt sich für die Phasen-Modulation

$$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{v.b.}} = -\frac{R}{V} \cdot \sin \theta_E \cdot |\underline{U}_0| \cdot d_0 \cdot \cos \psi \cdot \cos \phi_s \cdot \sin \phi_s \cdot \left(\frac{\text{grad}_\perp d}{d^2}\right) \quad (73)$$

wobei θ_E der Radareinfallswinkel und R der Abstand vom Sensor zum Streuobjekt bedeuten.

Die Phasen-Modulation wird nach Alpers und Hennings (1984) als linear angenommen, wenn

$$\left|\frac{R}{V} \frac{\partial u_r}{\partial y}\right| \leq 0,3 \quad (74)$$

gilt. Ist das nicht der Fall, dann ist die relative Bildmodulation aufgrund der Phasen-Modulation nach Alpers und Rufenach (1979) und Alpers (1983a) gegeben durch

$$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{v.b.}} = \frac{\rho'_a}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\left(\frac{\pi}{\rho'_a}\right)^2 \cdot \left(y - y_0 - \frac{R}{V} u_r(y_0)\right)^2\right) dy_0 - 1 \quad (75)$$

wobei y_0 die Koordinate des Streuobjektes auf der Wasseroberfläche und ρ'_a die verminderte azimutale SAR-Auflösung bedeuten.

In der Abbildung 11 ist schematisch die Phasen-Modulation dargestellt. In erster Näherung bestimmt hier die Orientierung der Bodentopographie zur Flugrichtung den abgebildeten Typ des Strömungsprofils. Der Gradient im Strömungsprofil verursacht dann die variierende Intensität der Rückstreuobjekte in der Bildebene. Dabei muß beachtet werden, daß die Phasen-Modulation das Vorzeichen ändert, wenn sich das Vorzeichen der Geschwindigkeit V des Sensorträgers oder das des Strömungsprofils ändert.

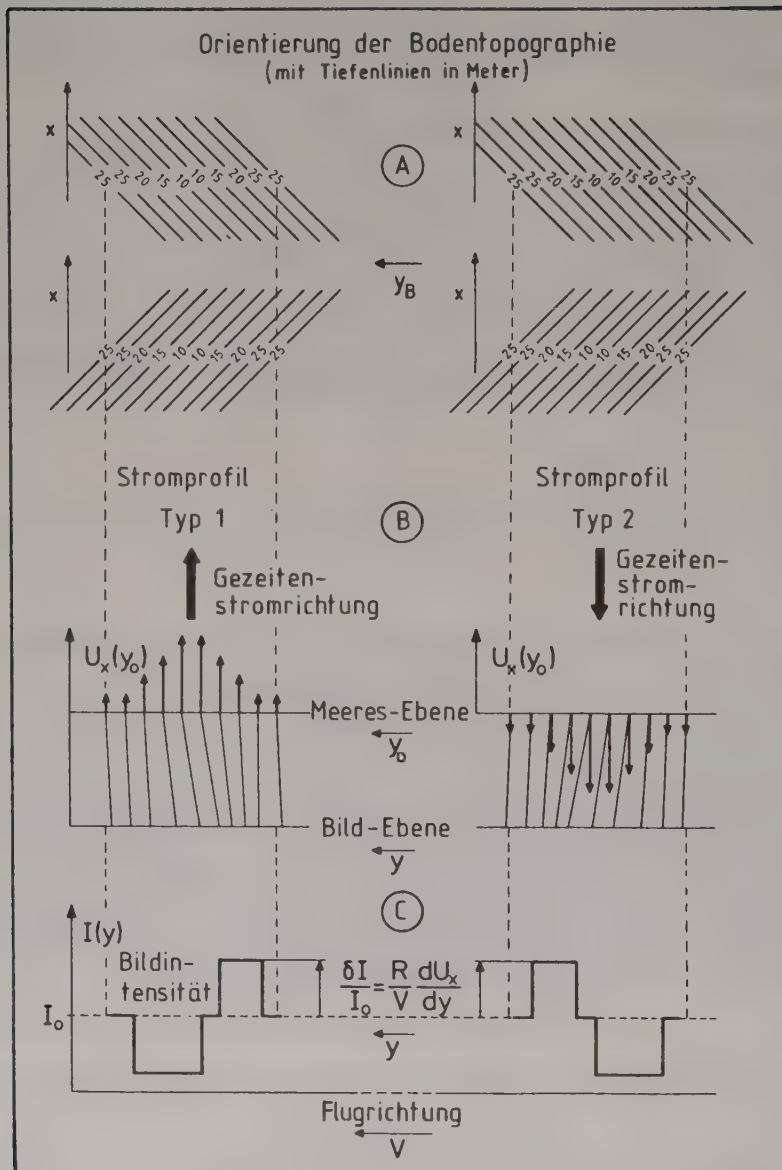


Abb. 11. Schematische Darstellung der SAR-Bild-Modulation durch die Phasen-Modulation; das Feld (A) zeigt verschiedene Orientierungsmöglichkeiten der Bodentopographie (Zahlenwerte bei den Tiefenlinien bedeuten Wassertiefen in Meter), wodurch in erster Näherung im Feld (B) zwei Strömungsprofile mit entgegengesetztem Vorzeichen erzeugt werden, die typisch für eine Gezeitenströmung über Sandbänke sind; die dazugehörige Modulation der Bildintensität in Flugrichtung ist im Feld (C) abgebildet.

2.5.1 Theorie zur verminderten azimutalen Auflösung bei Wellen im Flachwasser

Bei der Abbildung von Ozeanoberflächenwellen ist die durch die radiale Orbitalbeschleunigung $\hat{a}_r$ verminderte azimutale Auflösung ρ'_a gegeben durch (Alpers, 1983a, 1983b; Alpers und Brüning, 1986)

$$\rho'_a = \sqrt{\rho_a^2 + \left(\frac{\pi}{2} \frac{R}{V} \hat{a}_r T \right)^2} \quad (76)$$

mit

$$\rho_a = \frac{\pi}{k_0} \frac{R}{V \cdot T} \quad (77)$$

$$\hat{a}_r(y_0) = -\zeta \hat{\omega}^2 G(\theta_E, \phi) \cos(\hat{k} \cdot y_0 + \alpha'') \quad (78)$$

$$\hat{\omega} = \sqrt{g \cdot \hat{k} \cdot \tanh \cdot (\hat{k} \cdot d)} \quad (79)$$

$$G(\theta_E, \phi) = \sqrt{\sin^2 \theta_E \cdot \sin^2 \phi + \cos^2 \theta_E} \quad (80)$$

$$\alpha'' = \tan^{-1} \cdot (\tan \theta_E \cdot \sin \phi) \quad (81)$$

wobei ρ_a die azimutale Auflösung für stationäre Ziele ist; $\hat{a}_r(y_0)$ ist die radiale Orbitalbeschleunigung und $\hat{\omega}$ ist die Kreisfrequenz der langen Oberflächenwellen; k_0 ist die elektromagnetische Wellenzahl; R ist der Abstand vom Sensor zum Ziel; V ist die Geschwindigkeit des Sensorträgers; T ist die SAR-Integrationszeit; y_0 ist die Koordinate der Wellenfacette in azimutaler Richtung, g ist die Gravitationsbeschleunigung; $\hat{k} = |\underline{k}|$ ist der Betrag der Wellenzahl der langen Wasserwelle, d ist die Wassertiefe; θ_E ist der Radareinfallswinkel und ϕ ist der Winkel zwischen der Flugbahnrichtung und der Richtung des Wellenzahlvektors $\hat{k}$.

Lyzenga und Shuchman (1983) beschreiben, wie die mittlere azimutale Bildstrichlänge im Radarbild vom Abstand R des Sensors zum Streuobjekt abhängt; sie vergrößert sich in erster Näherung linear mit dem Abstand R . Die Bildstrichlänge wird jedoch zusätzlich vergrößert oder dementsprechend die azimutale Auflösung ρ'_a vermindert, wenn die langen Oberflächenwellen durch geringe Wassertiefen beeinflusst werden (siehe Gl. (76), (78) und (79)).

3. Simulation der Radarrückstreuung

Um die Theorie aus Kapitel 2 mit experimentellen Daten vergleichen zu können, und um insbesondere den Einfluß der Advektion im Abbildungsmechanismus zu berechnen, wurde ein eindimensionales Simulationsmodell entwickelt. Das Simulationsmodell ist schematisch als Flußdiagramm in der Abb. 12 dargestellt.

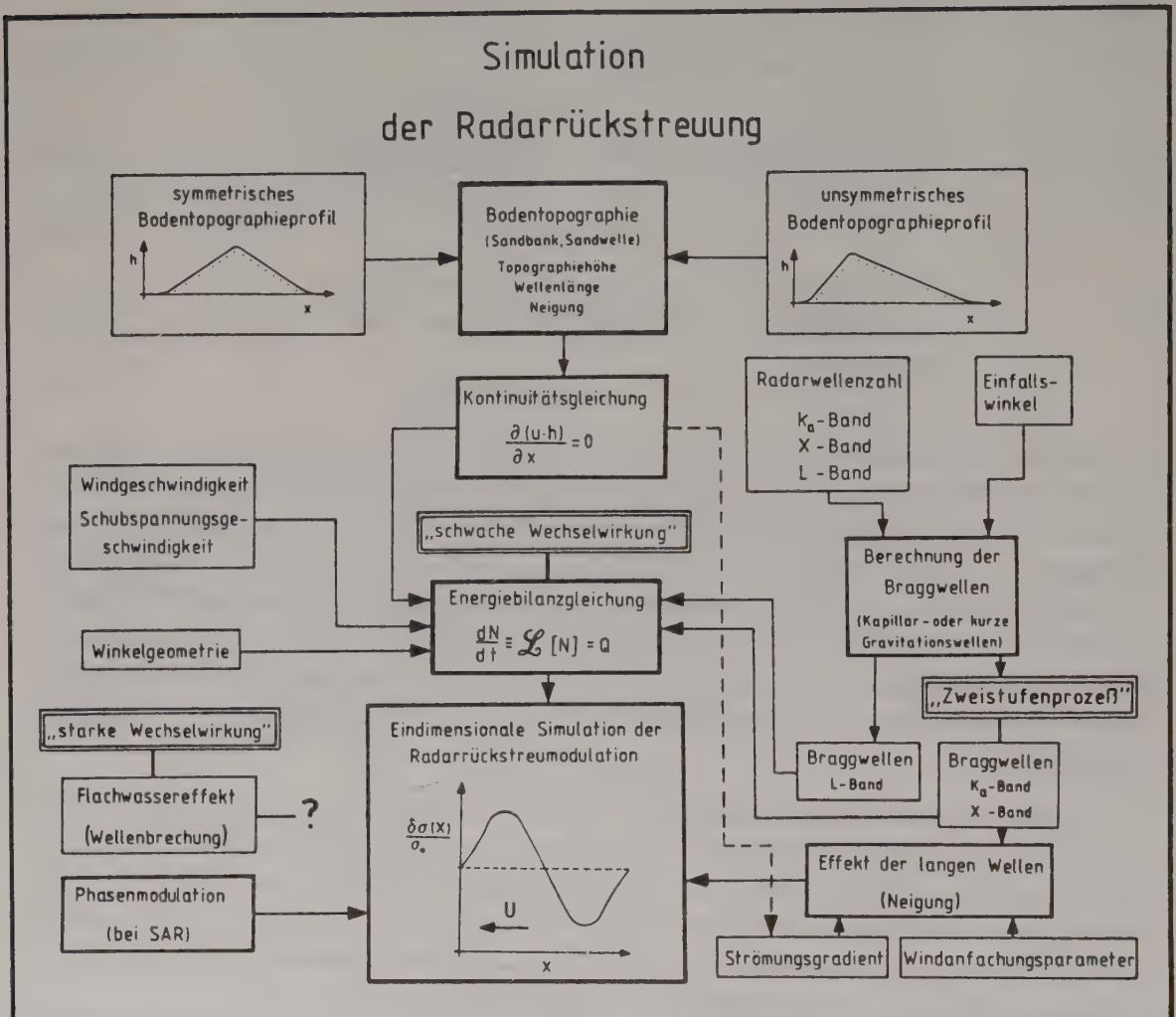


Abb. 12. Flußdiagramm zur eindimensionalen Simulation der Radarrückstreuung oberhalb submariner Bodentopographie.

Bei der *Bodentopographie* können sowohl symmetrische– als auch unsymmetrische Profile simuliert werden. Dabei können die Topographiehöhe, die Wellenlänge und die Neigung variiert werden. Zur Simulation des Bodentopographieprofils nach Gl. (36), (60) und (73) wird die Gleichung

$$h_B(x) = A \cdot \exp(-(F \cdot x)^2) \quad (82)$$

benutzt, wobei $h_B(x)$ die Topographiehöhe in Abhängigkeit der Ortsvariablen x ist, A ist die Amplitude und F wird hier als Formparameter bezeichnet, der mit A die Neigung der Topographie bestimmt.

Die *Wechselwirkung* zwischen der Bodentopographie und der Strömung wird durch die Kontinuitätsgleichung beschrieben. Aus der jeweiligen Radarwellenzahl und dem Einfallswinkel werden die Bragg-Wellen berechnet.

Die Berechnung der *Relaxationsrate* μ wird nach Hughes (1978) bei den Gl. (47a), (49), (60) und (73) vorgenommen

$$\mu = \mu_H = \left(\frac{\omega' \cdot u^*}{c} \right) \cos \phi_w (0,01 + 0,016 \left(\frac{u^*}{c} \right) \cos \phi_w \cdot \\ (1 - \exp \left(-8,9 \sqrt{\left(\frac{u^*}{c} \right) - 0,03} \right)) \quad (83)$$

wobei ω' die lokale Wellenfrequenz ist; u^* ist die Windschubgeschwindigkeit, die hier $1/30$ der Windgeschwindigkeit U_w angenommen wird; c ist die Phasengeschwindigkeit der Wellen und ϕ_w ist der Winkel zwischen der Windrichtung und der Ausbreitungsrichtung ($\underline{k}$ -Richtung) der Wellen.

Für das L-Band Radar wird die hydrodynamische Radarrückstreumodulation bei Annahme von *schwacher Wechselwirkung* nach Gleichung (36) in Abhängigkeit der Winkelgeometrie simuliert. Bei der Simulation zur Abschätzung des Advektionseinflusses werden Gl. (26) und (47a) benutzt und den Ergebnissen der Simulationsrechnungen ohne Advektion nach Gl. (27) und (49) in Kapitel 4 gegenübergestellt.

Beim Radar mit synthetischer Apertur (SAR) wird die Phasen-Modulation nach Gleichung (73) berechnet. Bei geringen Wassertiefen ist der Flachwassereffekt (Wellenbrechung) zu berücksichtigen, der jedoch im Augenblick noch nicht simuliert werden kann (*starke Wechselwirkung*).

Für die Simulation der Radarrückstreuung im K_a -Band wird neben der *schwachen Wechselwirkung* der zusätzliche Effekt der langen Wellen mit berücksichtigt, wodurch ein sogenannter *Zweistufenprozeß* entsteht. Dafür wird Gleichung (60) verwendet.

Somit ergeben sich insgesamt folgende in dieser Arbeit durchgeführte Simulationen, die in der Tabelle 1 zusammengefaßt sind und teilweise in Kapitel 5 mit Daten verglichen werden:

Tabelle 1. Zusammenfassung der Simulationen der Radarrückstreuung nach den entsprechenden Gleichungen aus der Theorie.

Autor	Radarsystem	Totale Radarrückstreuung	Nr. der benutzten Gleichung
Thompson, 1986	L-Band SAR	$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{SAR}} = \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr}}$	Gl. (49)
Thompson, 1986	L-Band SAR	$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{SAR}} = \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr+advek}}$	Gl. (47a)
Alpers und Hennings, 1984	L-Band SAR	$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{SAR}} = \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr}} + \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{v.b.}}$	Gl. (36) und Gl. (73)
Hennings, diese Arbeit	L-Band SAR	$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{SAR}} = \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr+advek}}$	Gl. (26)
Hennings, diese Arbeit	L-Band SAR	$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{SAR}} = \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr}}$	Gl. (27)
Hennings, diese Arbeit	K _a -Band RAR	$\left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{RAR}} = \left(\frac{\delta I}{I_0}\right)_{\text{hydr}}$	Gl. (60)

4. Ergebnisse der Simulation zur Abschätzung der Advektion

Zunächst wird die Variation der einzelnen Parameter, wie der Oberflächenströmung U_0 , der Wassertiefe d_0 , der Amplitude der Bodentopographie A , der Wellenlänge der Bodentopographie Λ_B , der Windgeschwindigkeit U_w und des Winkels ϕ_s zwischen der Sandbank und der Flugrichtung graphisch dargestellt. Anschließend werden die Ergebnisse dieser Simulationen jeweils zusammengefaßt und diskutiert.

4.1 Simulationen nach Alpers und Hennings

Die Abbildungen 13a bis 13f zeigen die nach Gleichung (26) (mit Advektion) und Gleichung (27) (ohne Advektion) berechneten hydrodynamischen Modulationen $\delta\sigma/\sigma_0$ in Abhängigkeit der Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie in a) $\Lambda_B = 100\text{m}$, b) $\Lambda_B = 300\text{m}$, c) $\Lambda_B = 500\text{m}$, d) $\Lambda_B = 1000\text{m}$, e) $\Lambda_B = 2000\text{m}$ und f) $\Lambda_B = 4000\text{m}$. Weiterhin wurden bei dieser Simulation jeweils $U_0 = 0,8\text{ m/s}$, $d_0 = 30\text{ m}$, $A = 20\text{ m}$, $c_g = 0,36\text{ m/s}$, $\gamma = 0,5$ und $\mu = 0,05\text{ s}^{-1}$ in Gleichung (26) bzw. Gleichung (27) eingesetzt.

Nach Hammond und Heathershow (1981) ist die maximale Neigung der Sandwellen mit $A/\Lambda_B \approx 0,042$ angegeben. Der Grund für die hohen maximalen Modulationswerte bei den Wellenlängen $\Lambda_B \leq 500\text{ m}$ ist dadurch gegeben, weil der maximale Wert von 0,042 für die Neigung bei den Simulationen überschritten wird (Abb. 13a bis 13c).

Die Advektionslänge X_a in Abhängigkeit der Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie ist in der Abbildung 14 dargestellt, und die dazugehörige maximale hydrodynamische Modulation $(\delta\sigma(\Lambda_B)/\sigma_0)_{\max}$ in Abhängigkeit von Λ_B ist in der Abbildung 15 wiedergegeben.

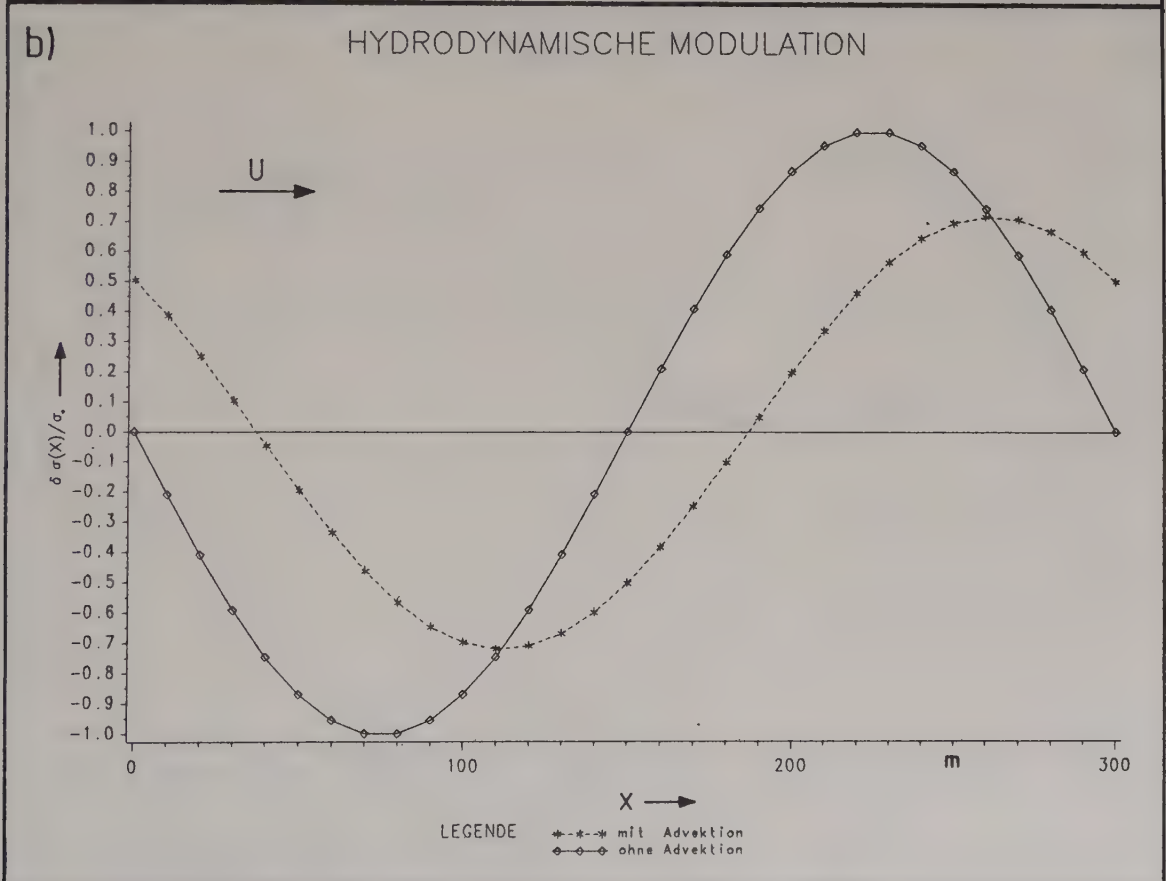
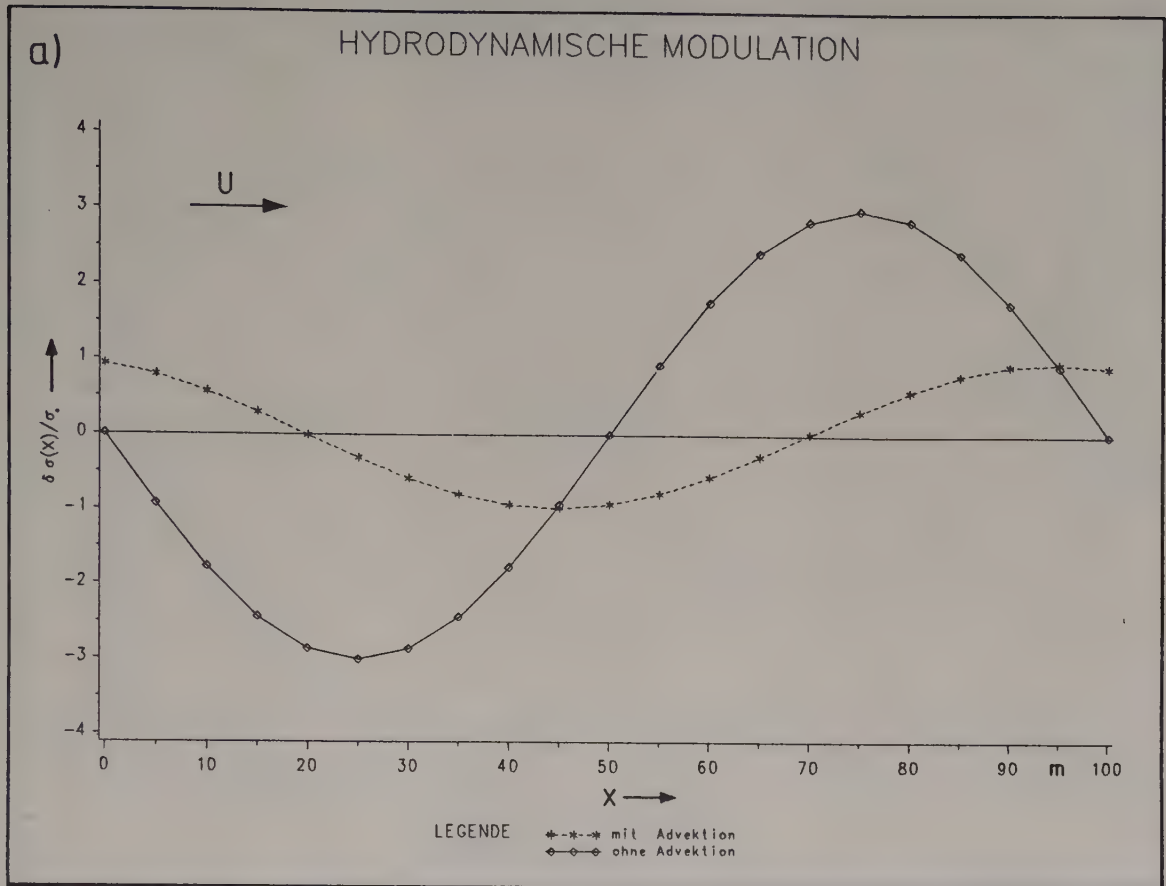
Die Abbildung 16 zeigt die Werte der Phase ε_{ad} zwischen der hydrodynamischen Modulation mit Advektion und der Bodentopographie in Abhängigkeit von Λ_B .

In der Abbildung 17 ist die Advektionslänge X_a in Abhängigkeit von Λ_B bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 gezeigt.

Dreidimensionale Darstellungen der hydrodynamischen Modulation $\delta\sigma/\sigma_0$ in Abhängigkeit von x bei einer konstanten Wellenlänge der Bodentopographie von

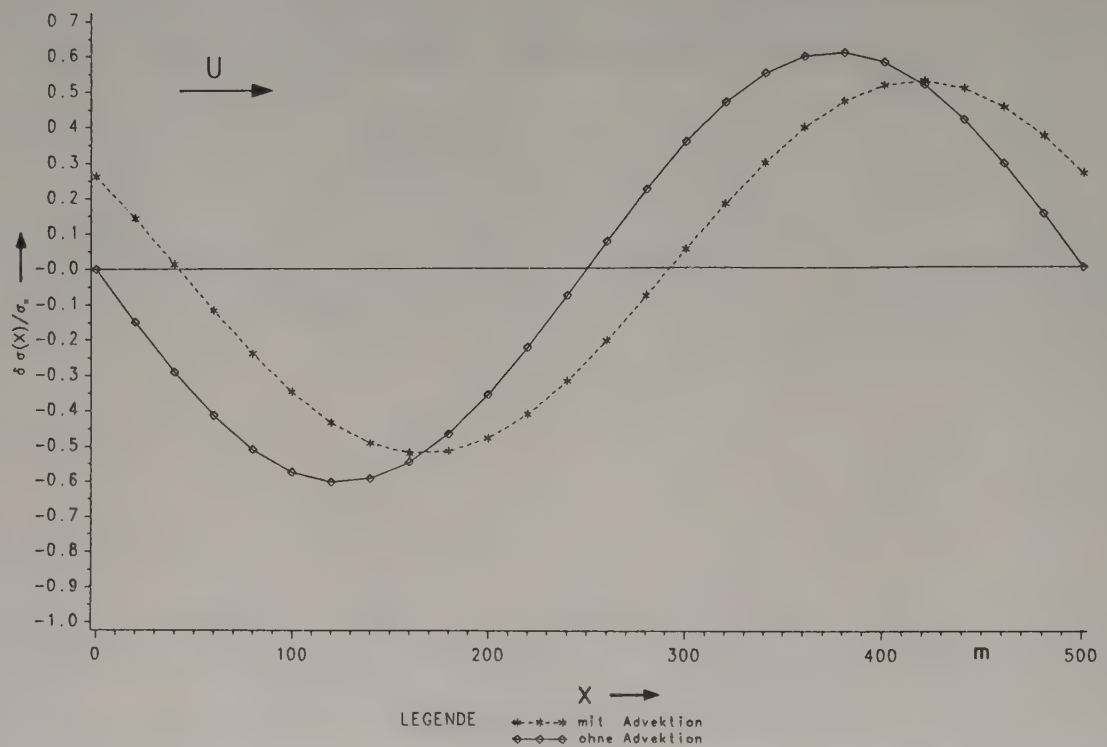
$\Lambda_B = 2000$ m zeigen die Abbildungen 18 bis 20. Bei der Abbildung 18 wurde in der dritten Ebene noch die Oberflächenströmung U_0 , bei der Abbildung 19 die Amplitude A der Bodentopographie und bei der Abbildung 20 die Wassertiefe d_0 variiert. Die anderen Parameter, die jeweils in die Gleichung (26) eingesetzt wurden, sind den entsprechenden Abbildungsunterschriften zu entnehmen.

Abb. 13. Simulierte hydrodynamische Modulation für L-Band nach Gleichung (26) mit $U_0 = 0,8$ m/s, $d_0 = 30$ m, $A = 20$ m, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05$ s⁻¹ für a) $\Lambda_B = 100$ m, b) $\Lambda_B = 300$ m, c) $\Lambda_B = 500$ m, d) $\Lambda_B = 1000$ m, e) $\Lambda_B = 2000$ m und f) $\Lambda_B = 4000$ m



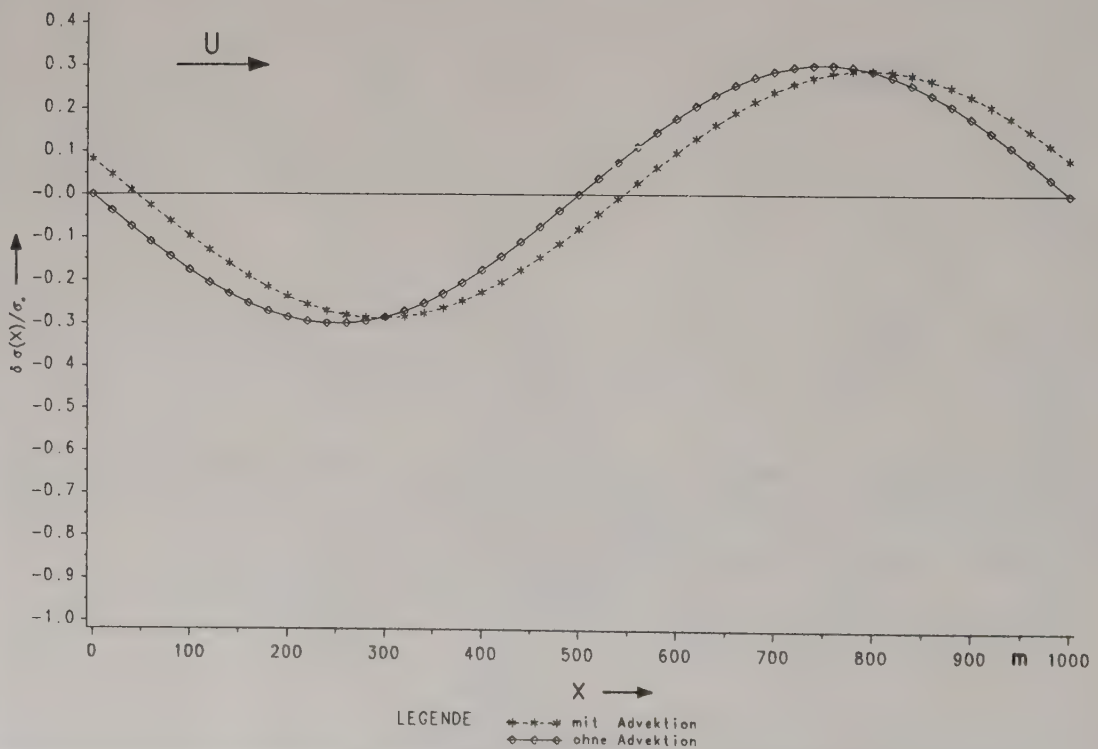
c)

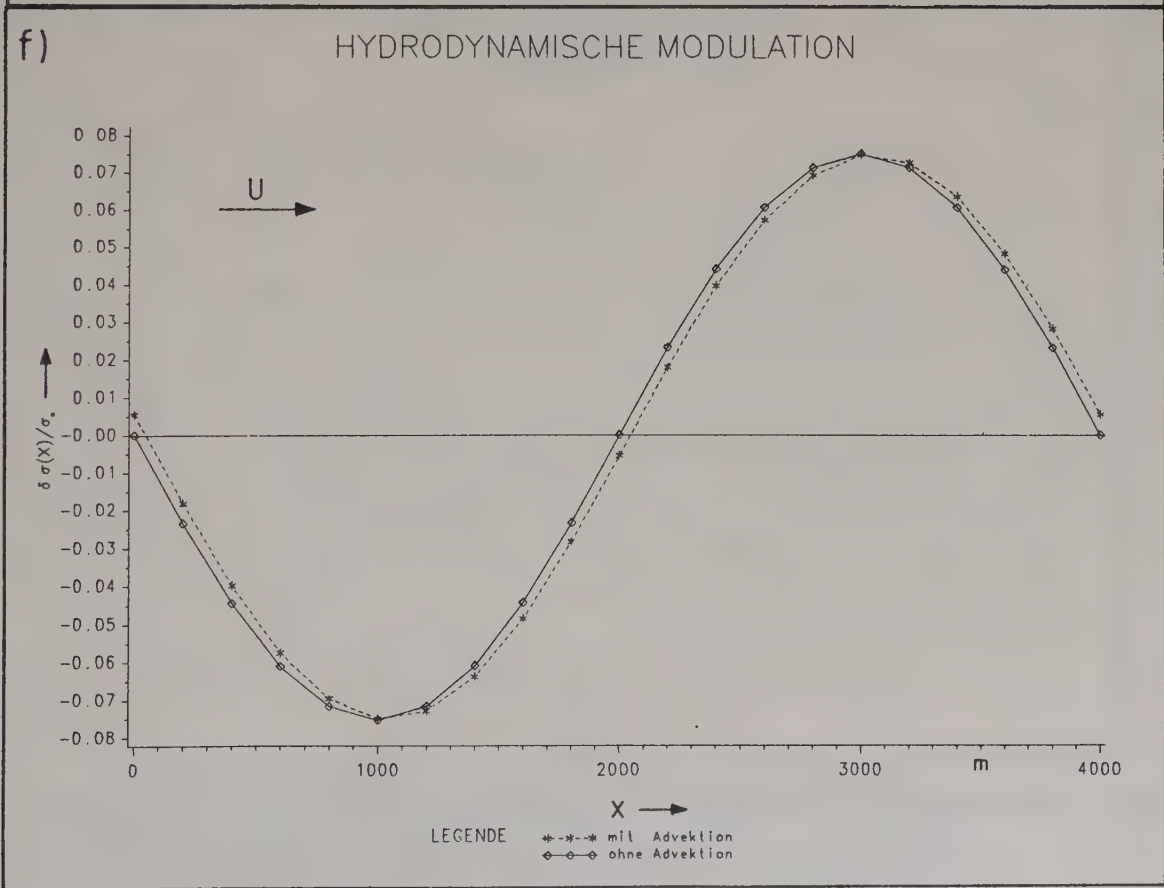
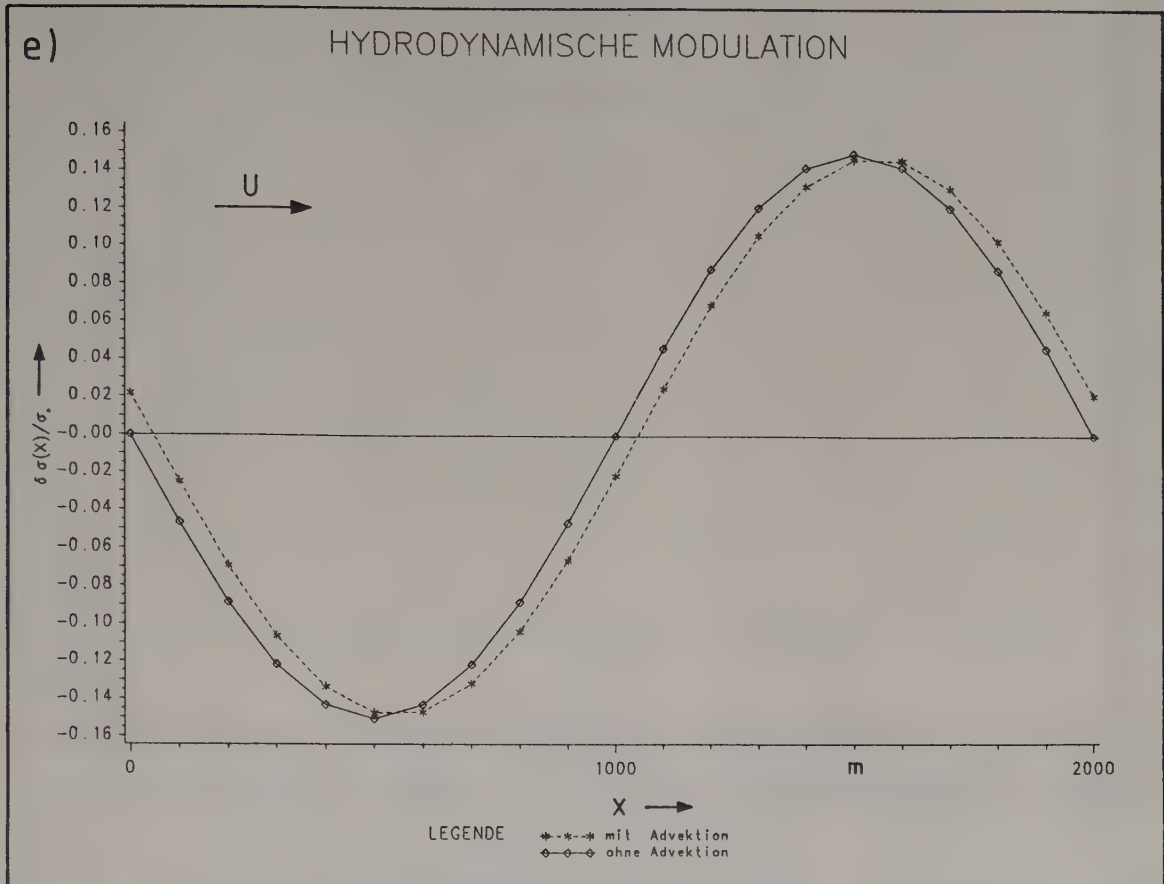
HYDRODYNAMISCHE MODULATION



d)

HYDRODYNAMISCHE MODULATION





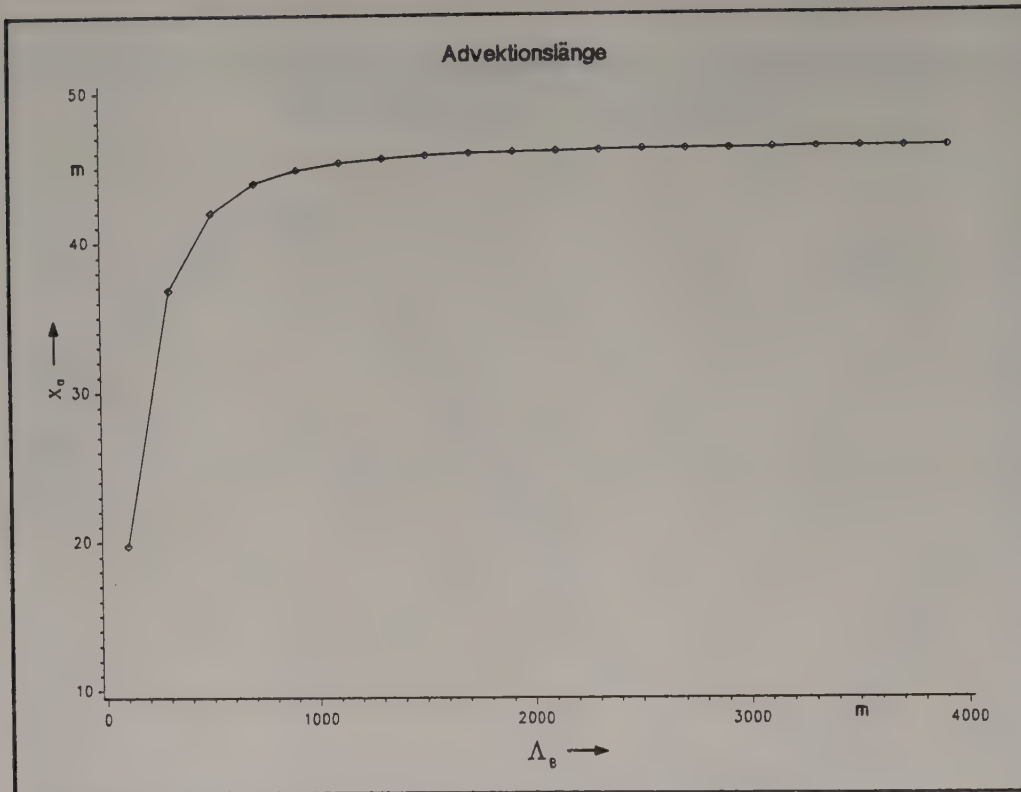


Abb. 14. Advektionslänge X_a in Abhängigkeit von Λ_B bei $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$

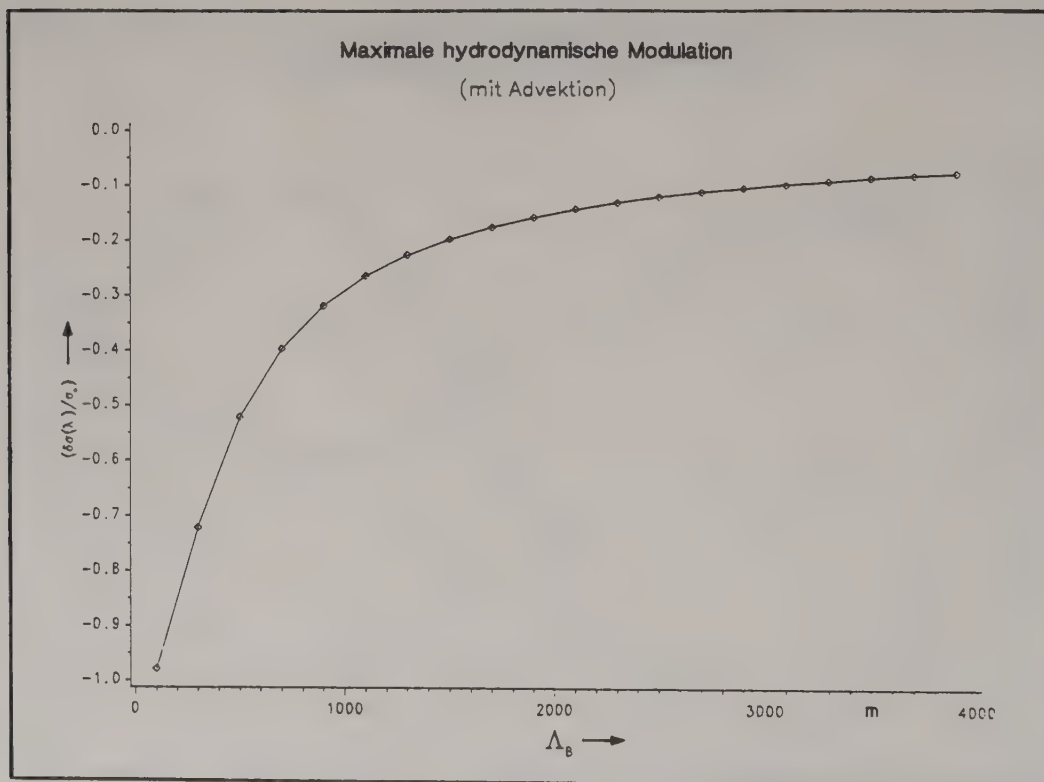


Abb. 15. Simulierte maximale hydrodynamische Modulation für L-Band in Abhängigkeit von Λ_B bei $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$

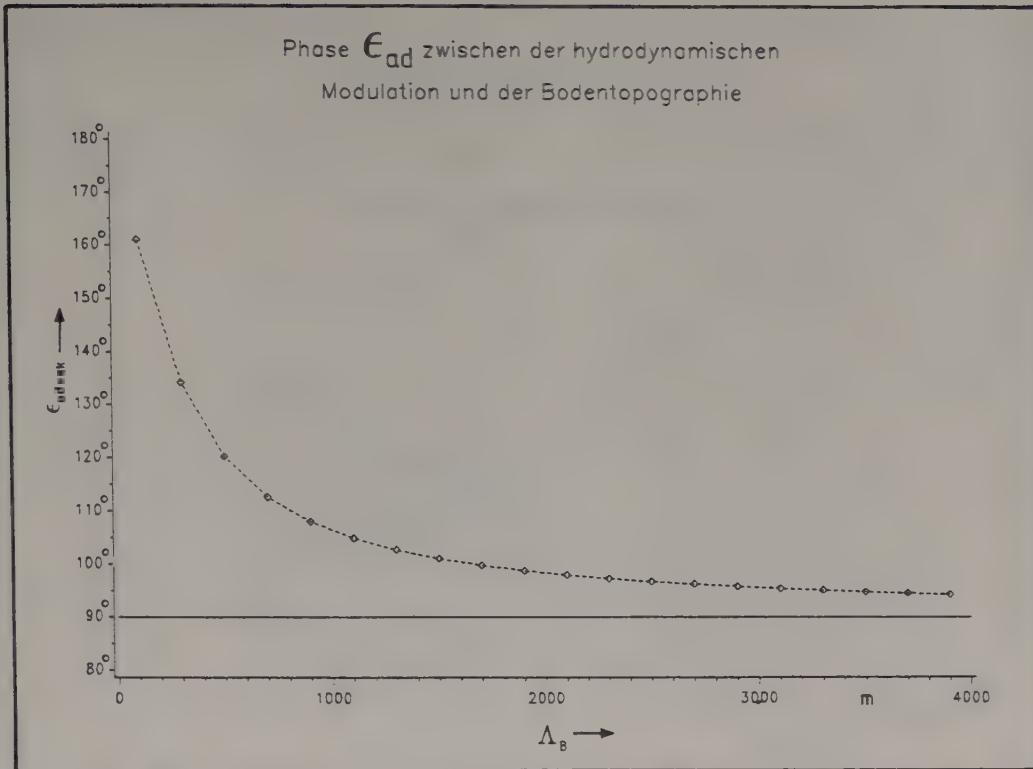


Abb. 16. Phase ϵ_{ad} zwischen der hydrodynamischen Modulation mit Advektion und der Bodentopographie in Abhängigkeit der Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie bei $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$

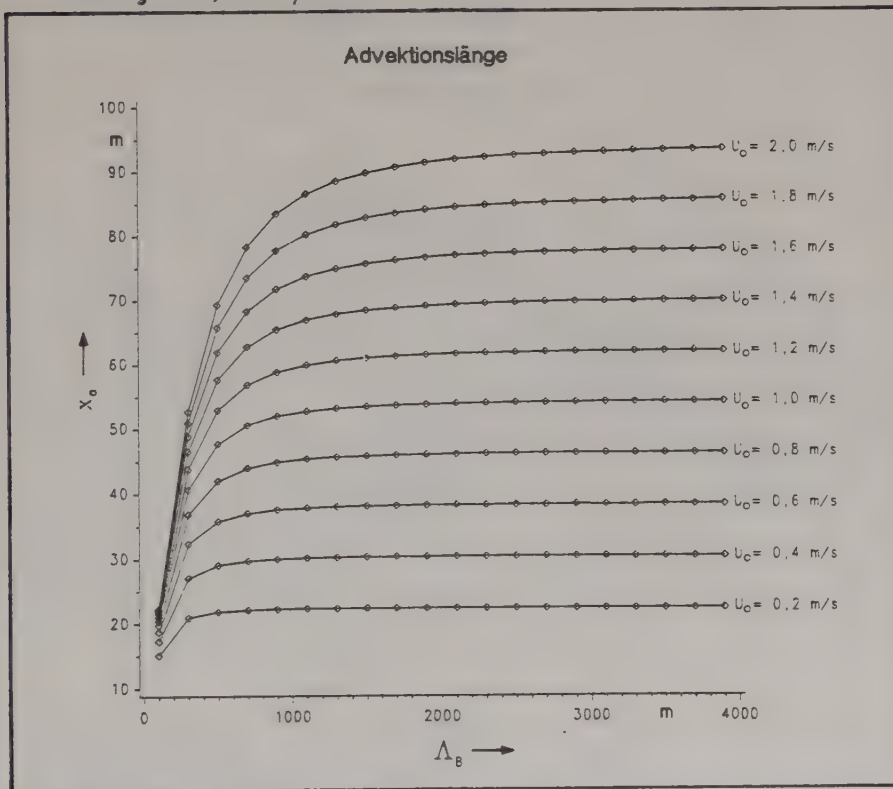


Abb. 17. Simulierte Advektionslänge X_a für L-Band nach Gleichung (29) in Abhängigkeit von Λ_B bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,2 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 2,0 \text{ m/s}$) mit $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$

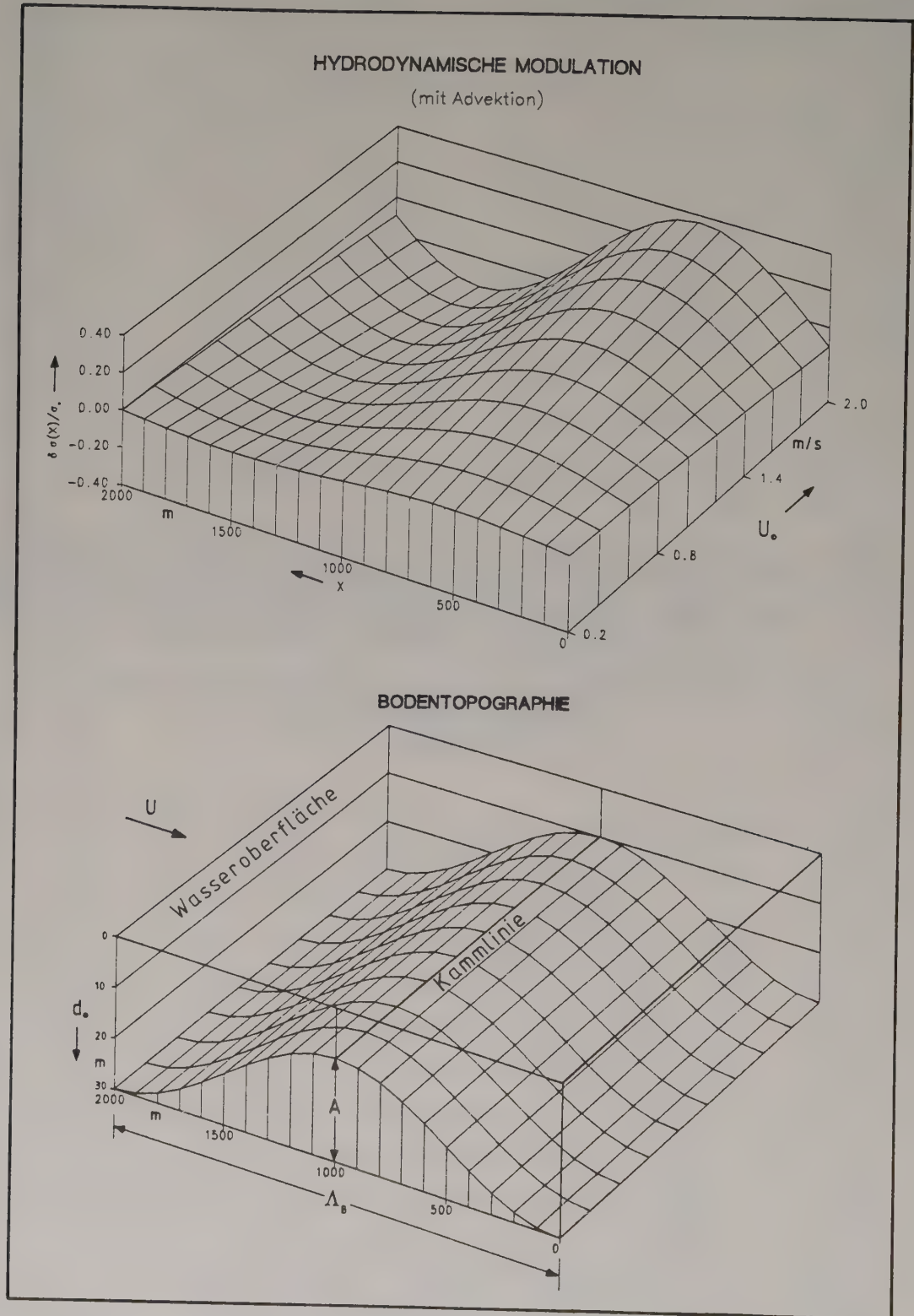


Abb. 18. Dreidimensionale Darstellung der hydrodynamischen Modulation für L-Band nach Gleichung (26) (mit Advektion) und der Bodentopographie bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,2 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 2,0 \text{ m/s}$) mit $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$

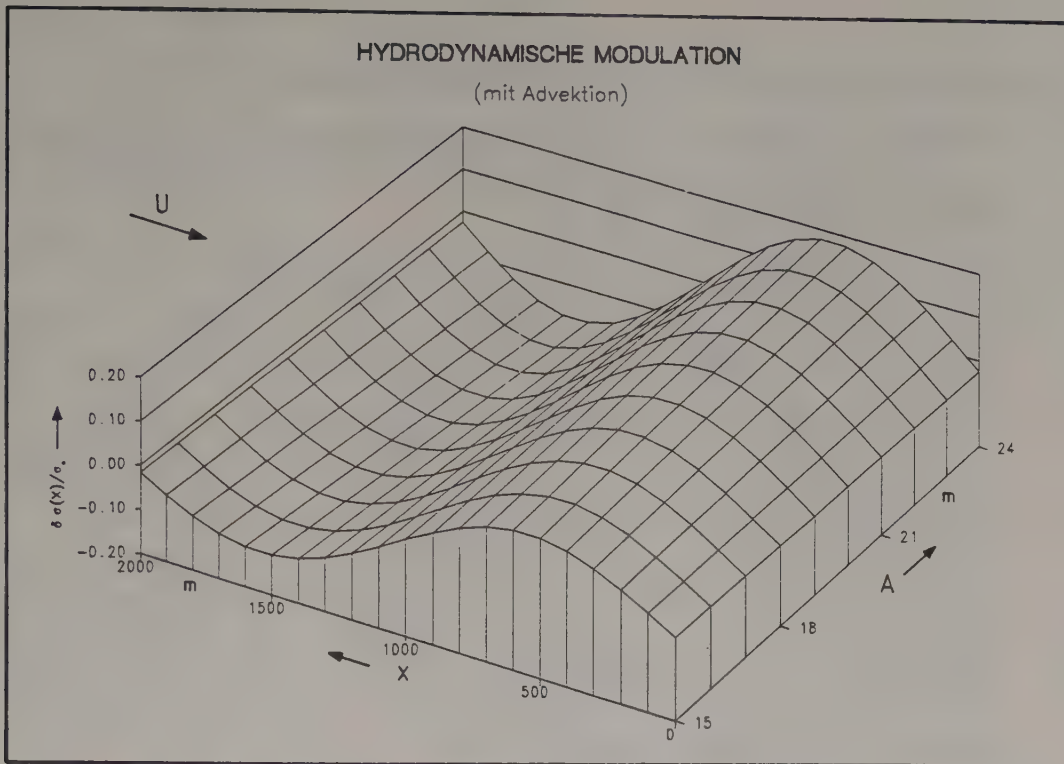


Abb. 19. Dreidimensionale Darstellung der hydrodynamischen Modulation für L-Band nach Gleichung (29) (mit Advektion) bei zehn unterschiedlichen Amplituden A der Bodentopographie ($15 \text{ m} \leq A \leq 24 \text{ m}$) mit $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$

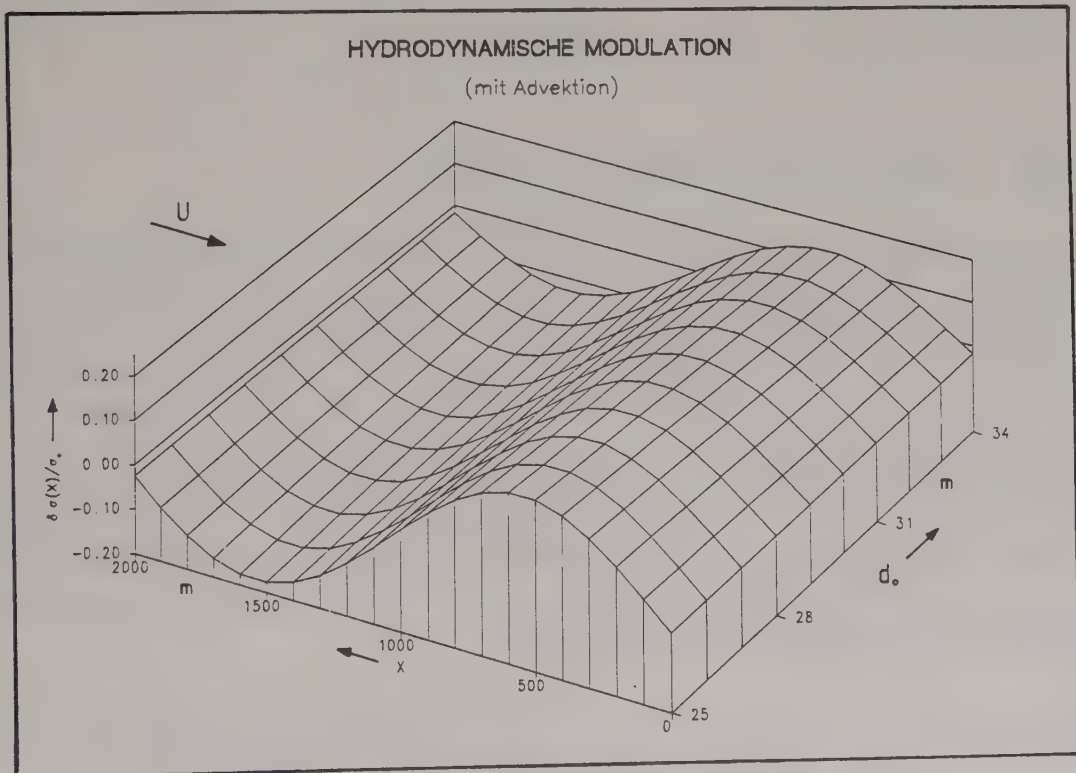


Abb. 20. Dreidimensionale Darstellung der hydrodynamischen Modulation für L-Band nach Gleichung (26) (mit Advektion) bei zehn unterschiedlichen Wassertiefen d_0 ($25 \text{ m} \leq d_0 \leq 34 \text{ m}$) mit $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$

Aus diesen Simulationen ergeben sich folgende Ergebnisse:

1. Die Phase ε_{ad} zwischen der hydrodynamischen Modulation mit Advektion und der Bodentopographie wird geringer, je größer die Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie wird (Abb. 16).
2. Die Advektionslänge X_a nähert sich ab der Wellenlänge $\Lambda_B \approx 1000$ m einem oberen Grenzwert von $X_a = 46$ m an (Abb. 14).
3. Die maximale hydrodynamische Modulation $(\delta\sigma(\Lambda_B)/\sigma_0)_{\max}$ wird geringer, je länger die Wellenlänge der Bodentopographie Λ_B wird (Abb. 15).
4. Bei variabler Oberflächenströmung U_0 ($0,2 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 2,0 \text{ m/s}$) steigt die Advektionslänge X_a ($15 \text{ m} \leq X_a \leq 85 \text{ m}$) bei den kleinen Wellenlängen Λ_B ($100 \text{ m} \leq \Lambda_B \leq 1000 \text{ m}$) sehr steil an und nähert sich dann wieder in Abhängigkeit von Λ_B und U_0 einem oberen Grenzwert (Abb. 17).
5. Die maximale hydrodynamische Modulation $(\delta\sigma(x)/\sigma_0)_{\max}$ variiert in Abhängigkeit der Oberflächenströmung U_0 ($0,2 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 2,0 \text{ m/s}$) von $0,038 \leq (\delta\sigma(x)/\sigma_0)_{\max} \leq 0,361$, in Abhängigkeit der Amplitude A der Bodentopographie ($15 \text{ m} \leq A \leq 24 \text{ m}$) von $0,110 \leq (\delta\sigma(x)/\sigma_0)_{\max} \leq 0,177$ und in Abhängigkeit der Wassertiefe d_0 ($25 \text{ m} \leq d_0 \leq 34 \text{ m}$) von $0,177 \leq (\delta\sigma(x)/\sigma_0)_{\max} \leq 0,130$ (Abb. 18 bis 20).

Daraus ergibt sich, daß die Oberflächenströmung U_0 die dominierende Variable bei der Radarabbildung der Bodentopographie ist.

4.2 Simulationen nach Thompson

Die Abb. 21a bis 21c zeigen die nach Gleichung (47a) berechneten hydrodynamischen Modulationen $\delta\sigma/\sigma_0 = P(k, x)$ bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 . Der Unterschied der Oberflächenströmung ΔU_0 beträgt jeweils $0,1 \text{ m/s}$. Die unterste Kurve wurde mit $U_0 = 0,3 \text{ m/s}$ und die oberste Kurve mit $1,2 \text{ m/s}$ berechnet. Die Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie ist in der Abbildung 21a) $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, in der Abbildung 21b) $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$ und in der Abbildung 21c) $\Lambda_B = 4000 \text{ m}$. Die Windgeschwindigkeit wurde mit 4 m/s simuliert und für die Bragg-Wellenzahl wurde $|k| = 18,3 \text{ m}^{-1}$ (L-Band Radar) angenommen, was einer Bragg-Wellenlänge von $\lambda = 0,34 \text{ m}$ entspricht; weiterhin wurde bei dieser Simulation $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ sowie $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ und $n = 4$ in Gleichung (47a) eingesetzt.

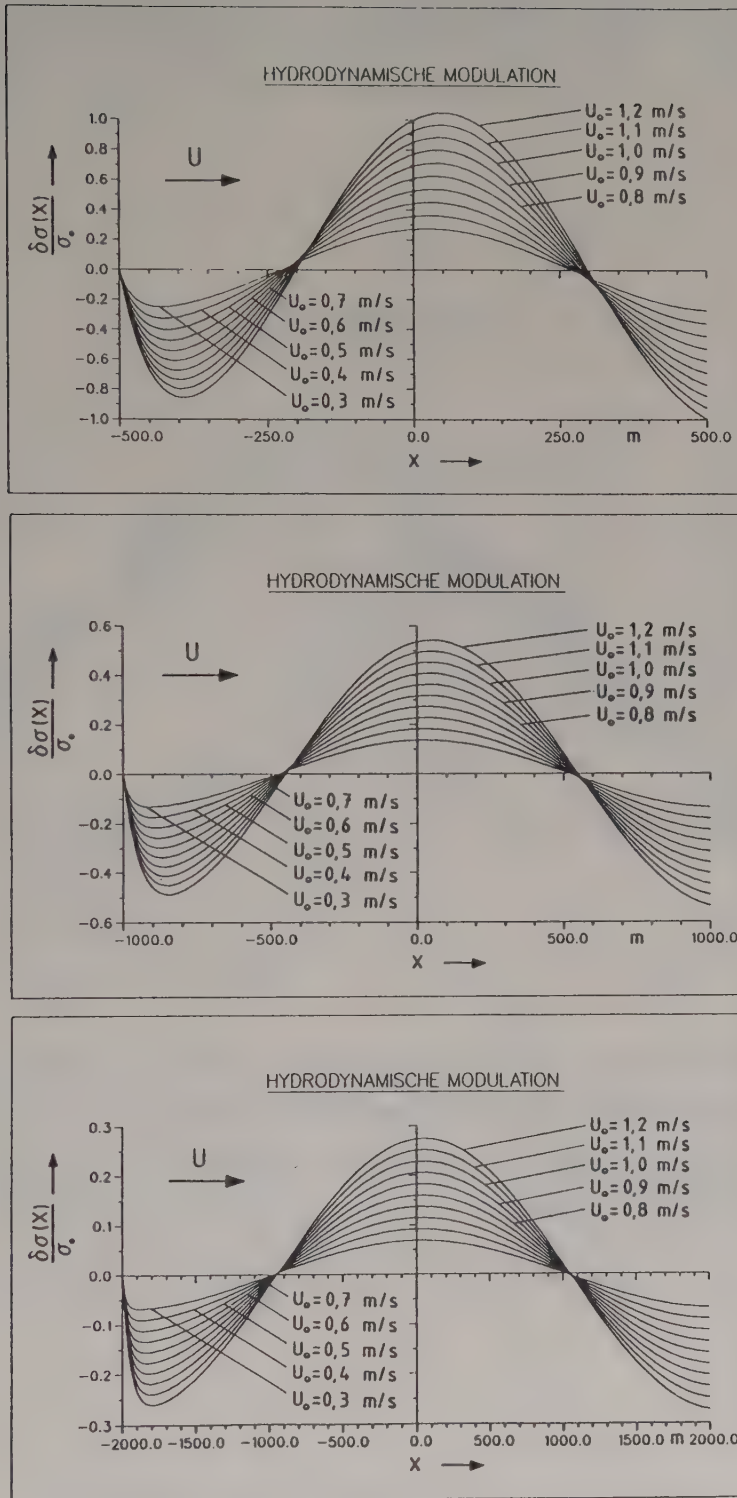


Abb. 21. Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,3 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,2 \text{ m/s}$), mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $|k| = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ für a) $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, b) $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$ und c) $\Lambda_B = 4000 \text{ m}$

Zum Vergleich zur Abbildung 21 zeigt die Abbildung 22 die nun nach Gleichung (49) berechnete Modulation.

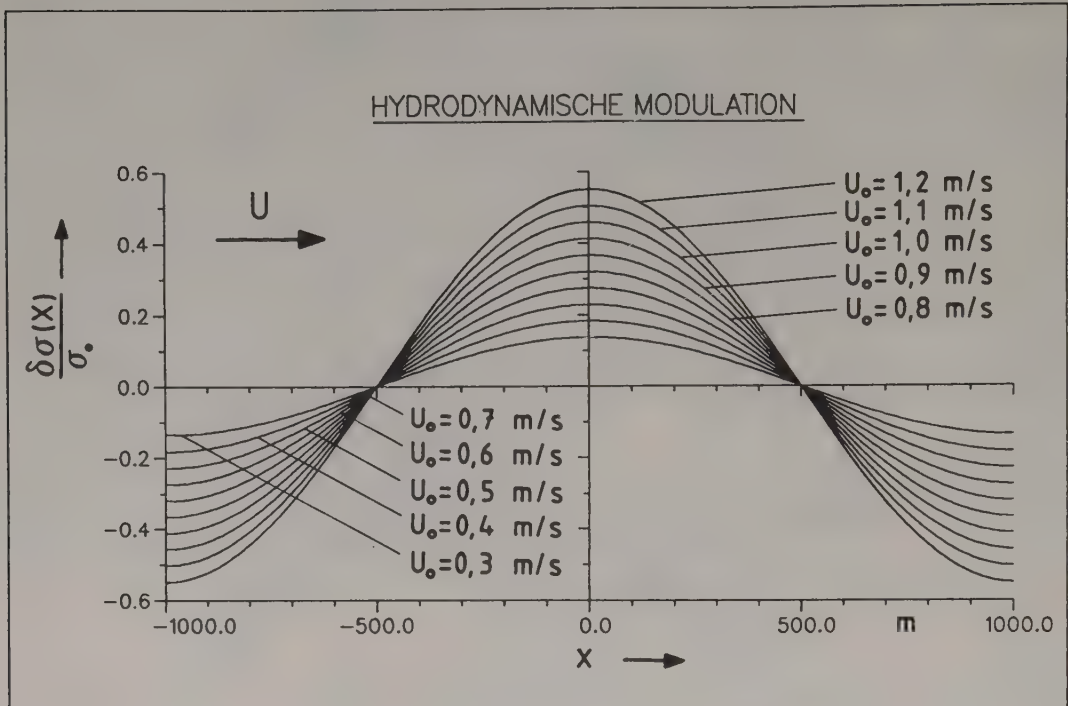


Abb. 22. Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (49) (**ohne Advektion**) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,3 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,2 \text{ m/s}$), mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $|k| = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ für $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$

In der Abbildung 23 ist die Modulation bei variabler Oberflächenströmung ($0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$; $\Delta U_0 = 0,1 \text{ m/s}$) gezeigt, wenn die *Richtung des Wellenzahlvektors $\underline{k}$ entgegengesetzt zur Strömung U_0 verläuft* ($U_x - c_{gx}$), wobei $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\lambda = 0,34 \text{ m}$, $U_w = 4 \text{ m/s}$, $\phi_w = 0^\circ$ und $\phi_s = 0^\circ$ in Gleichung (47a) eingesetzt wurden.

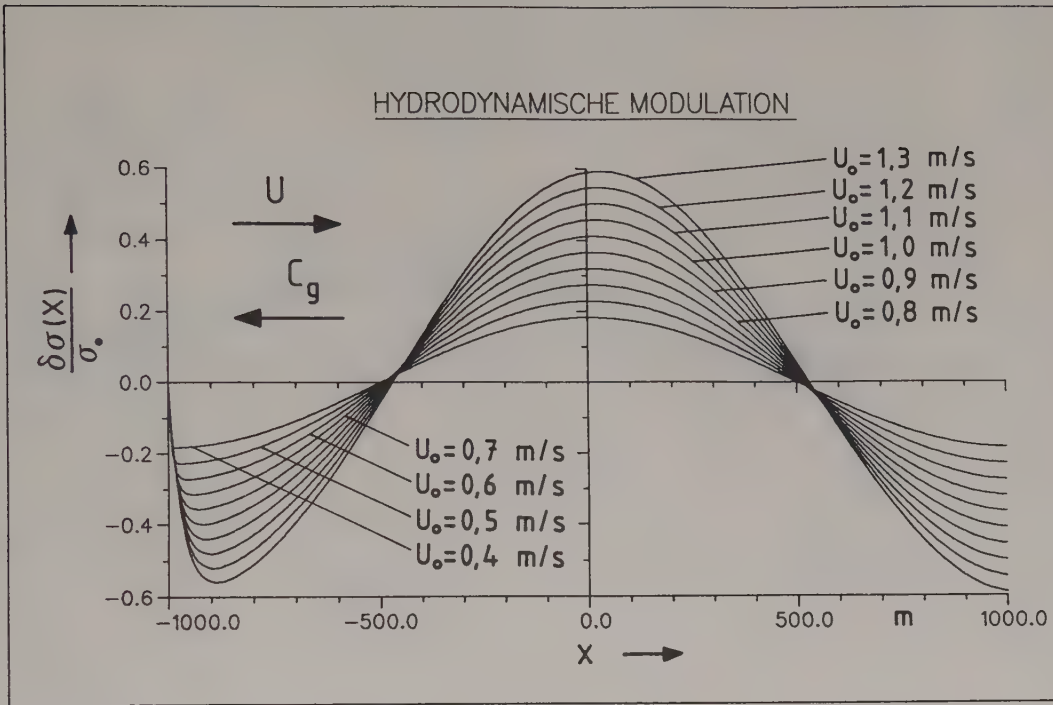


Abb. 23. Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei entgegengesetzter Richtung des Wellenzahlvektors $\underline{k}$ zur Strömung U_0 bei variabler Oberflächenströmung U_0 ($0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$) mit $U_w = 4,0 \text{ m/s}$, $|\underline{k}| = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ für $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$

Die Abbildung 24 zeigt die simulierte Modulation bei variabler Windgeschwindigkeit ($3 \text{ m/s} \leq U_w \leq 12 \text{ m/s}$; $\Delta U_w = 1 \text{ m/s}$); dabei wurden $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\lambda = 0,34 \text{ m}$, $U_0 = 0,5 \text{ m/s}$, $\phi_w = 0^\circ$ und $\phi_s = 0^\circ$ in Gleichung (47a) eingesetzt.

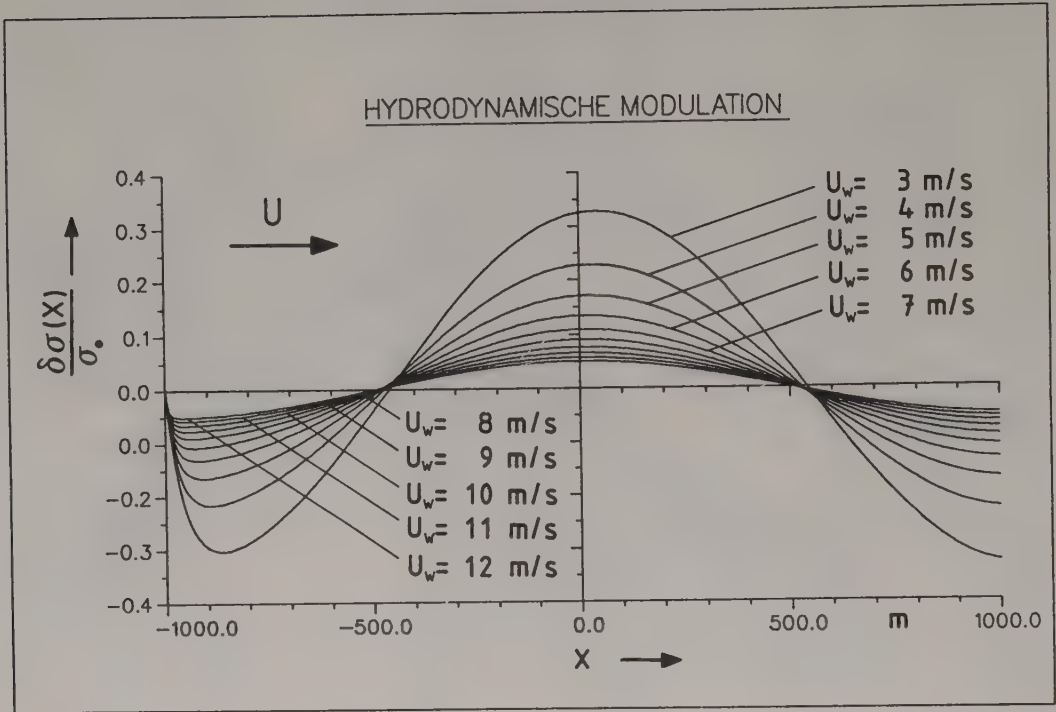


Abb. 24. Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei variabler Windgeschwindigkeit ($3 \text{ m/s} \leq U_w \leq 12 \text{ m/s}$) mit $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\lambda = 0,34 \text{ m}$, $U_0 = 0,5 \text{ m/s}$, $\phi_w = 0^\circ$ und $\phi_s = 0^\circ$

Weiterhin ist in der Abbildung 25 die simulierte Modulation nach Gleichung (47a) abgebildet, wenn der Winkel ϕ_s zwischen der Sandbank und der Flugrichtung variiert wird ($0^\circ \leq \phi_s \leq 80^\circ$; $\Delta\phi_s = 10^\circ$), wobei hier $\Lambda_B = 2000$ m, $\lambda = 0,34$ m, $U_0 = 0,8$ m/s, $U_w = 4$ m/s, und $\phi_w = 0^\circ$ in die Gleichung (47a) eingesetzt wurden.

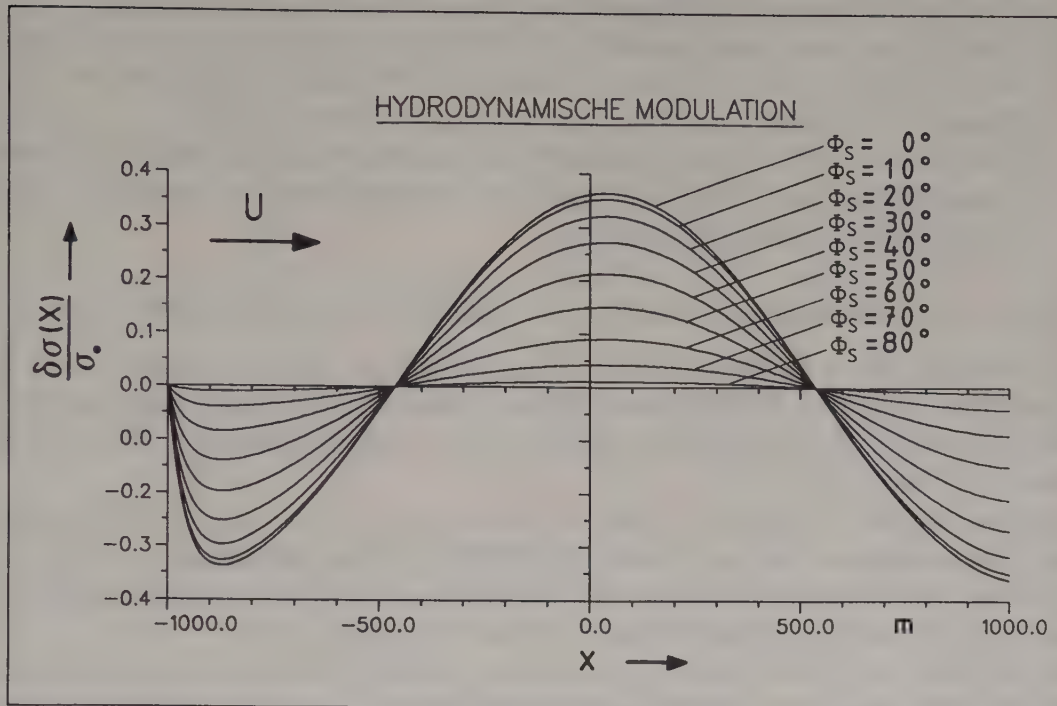


Abb. 25. Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei variablem Winkel ϕ_s zwischen der Sandbank und der Flugrichtung ($0^\circ \leq \phi_s \leq 80^\circ$) mit $\Lambda_B = 2000$ m, $\lambda = 0,34$ m, $U_0 = 0,8$ m/s, $U_w = 4,0$ m/s und $\phi_w = 0^\circ$

Aus diesen Simulationen ergeben sich folgende Ergebnisse:

1. Die Advektionslänge X_a variiert zwischen 25 m und 50 m in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit U_0 im Intervall von $0,3 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,2 \text{ m/s}$ (Abb. 21). Die Advektionslänge wird reduziert, wenn die Richtung des Wellenzahlvektors $\underline{k}$ antiparallel zur Strömung U_0 zeigt (Abb. 23).
2. Die Advektionslänge X_a bleibt in Abhängigkeit der Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie im Intervall von $1000 \text{ m} \leq \Lambda_B \leq 4000 \text{ m}$ konstant (Abb. 21).
3. Die hydrodynamische Modulation wird größer, je kleiner die Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie wird.
4. Die hydrodynamische Modulation wird größer, je geringer die Windgeschwindigkeit (Abb. 24) und je kleiner der Winkel ϕ_s zwischen der Richtung der Sandbank und der Flugrichtung wird (Abb. 25).
5. Die nach Gleichung (49) genäherte Lösung ergibt in der Form eine abweichende negative Modulation und eine Verschiebung der jeweiligen Nulldurchgänge (*Advektionseinfluß*).

Die Zusammenfassung der Resultate aus Kapitel 4.1 und 4.2 ergibt folgendes:

Der Einfluß der Advektion bleibt ab $\Lambda_B \approx 1000 \text{ m}$ konstant; somit kann die Advektion ab $\Lambda_B \approx 1000 \text{ m}$ vernachlässigt werden, weil dann auch die Phase zwischen der hydrodynamischen Modulation mit Advektion und ohne Advektion $\leq 17^\circ$ wird (Abb. 16).

Andererseits hat Thompson (1986) jedoch gezeigt, daß die Bragg-Wellenzahl $\underline{k}$ der Wasserwellen einen entscheidenden Einfluß auf die Advektionslänge X_a hat; je kleiner die Bragg-Wellenzahl wird, desto länger wird die Advektionslänge X_a wobei zusätzlich die Relaxationszeit τ_r ebenfalls größer wird.

Bei topographischen Kleinstrukturen, wo die Wellenlänge Λ_B klein wird (Abb. 16), kann die hydrodynamische Modulation mit der Strömung bzw. mit der Bodentopographie sogar in Antiphase (180°) sein (van Gastel, 1987a, 1987b, 1988). Das heißt, bei kleinskaligen Strukturen ist die Advektion nicht vernachlässigbar.

Außerdem muß hier noch folgendes beachtet werden:

Die geometrische Auflösung bei den Seasat SAR-Bildern ist ungefähr 25 m. Sind im Radarbild beispielsweise Küstensignaturen enthalten, beträgt die lokale Genauigkeit der Bildelemente im freien Seeraum ungefähr 50 m. Die Genauigkeit der verwendeten Navigationssysteme bei der Vermessung der submarinen Topographie ist unterschiedlich. So gibt Burton (1977) bei der Vermessung im Seegebiet der Sandettie Bank in der südlichen Nordsee eine Standardabweichung bei dem HIFIX-Navigationsverfahren von 5 m an. Harris et al. (1986) geben bei der Vermessung der submarinen Topographie im Seegebiet des Bristol Kanals in der Irischen See beim Decca-Navigationsverfahren eine Genauigkeit von $< 60 \text{ m}$ an.

Beim **L-Band Radar** kann daher die Approximation, die von Alpers und Hennings (1984) für die hydrodynamische Modulation hergeleitet wurde, den Abbildungsmechanismus von **topographischen Großstrukturen** ausreichend genau erklären.

Experimentelle Ergebnisse hierzu werden von Harris et al. (1986) bestätigt. Sie identifizieren beim Vergleich von Seasat Radarbildern mit Flächenechograph- (engl.: side scan sonar) Aufzeichnungen und Echolotprofilen im Bristol Kanal in der Irischen See nur topographische Radarsignaturen, die räumlich > 500 m auseinanderliegen, bei einer Wassertiefe von 45 m, einer Gezeitenstromgeschwindigkeit von 0,7 m/s und einer Höhe der submarinen Topographie von > 11 m.

5. Vergleich der Simulation mit Radardaten

Die in diesem Kapitel zum Vergleich mit der Simulation analysierten SAR-Bilder sind von der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFVLR) in Oberpfaffenhofen, Bundesrepublik Deutschland, auf dem Mac Donald Dettweiler and Associates (MDA) digitalen Seasat SAR-Prozessor für die Europäische Raumfahrtbehörde (ESA) verarbeitet worden. Das Seasat SAR-Bild der Abbildung 36 wurde vom Royal Aircraft Establishment (RAE) in Farnborough, Großbritannien, prozessiert (Harris et al., 1986). Die NOAA-RAR K_a -Band Daten sind 1979 während des Experiments: "*Jahr der Deutschen Bucht*" aufgenommen worden und sind mit Genehmigung von Duncan Ross (zu der Zeit bei: Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratories, U.S.A.) zur Verfügung gestellt worden. Die RAR X-Band Daten der Abbildung 44 sind mit Genehmigung von G. P. de Loor vom "Physics Laboratory of the National Defence Research Organisation (TNO)", Niederlande, zur weiteren Interpretation zur Verfügung gestellt worden. Wichtige Parameter der Radarsysteme und ergänzende Daten zu den Sensorträgern sowie zur Beobachtungsgeometrie enthält die Tabelle im Anhang 1.

Die Abbildungen 26 und 27 zeigen die geographische Lage (westeuropäische Gewässer) der Radarbildaufnahmen, die im Teil I dieser Arbeit abgebildet sind.

Zunächst werden die Abb. 28 bis 45 beschrieben. Es sind ebenfalls die Parameter angegeben, mit denen die jeweiligen Simulationen nach den betreffenden Gleichungen durchgeführt wurden. Danach wird der Vergleich der Simulation mit den Radardaten zusammengefaßt und diskutiert.

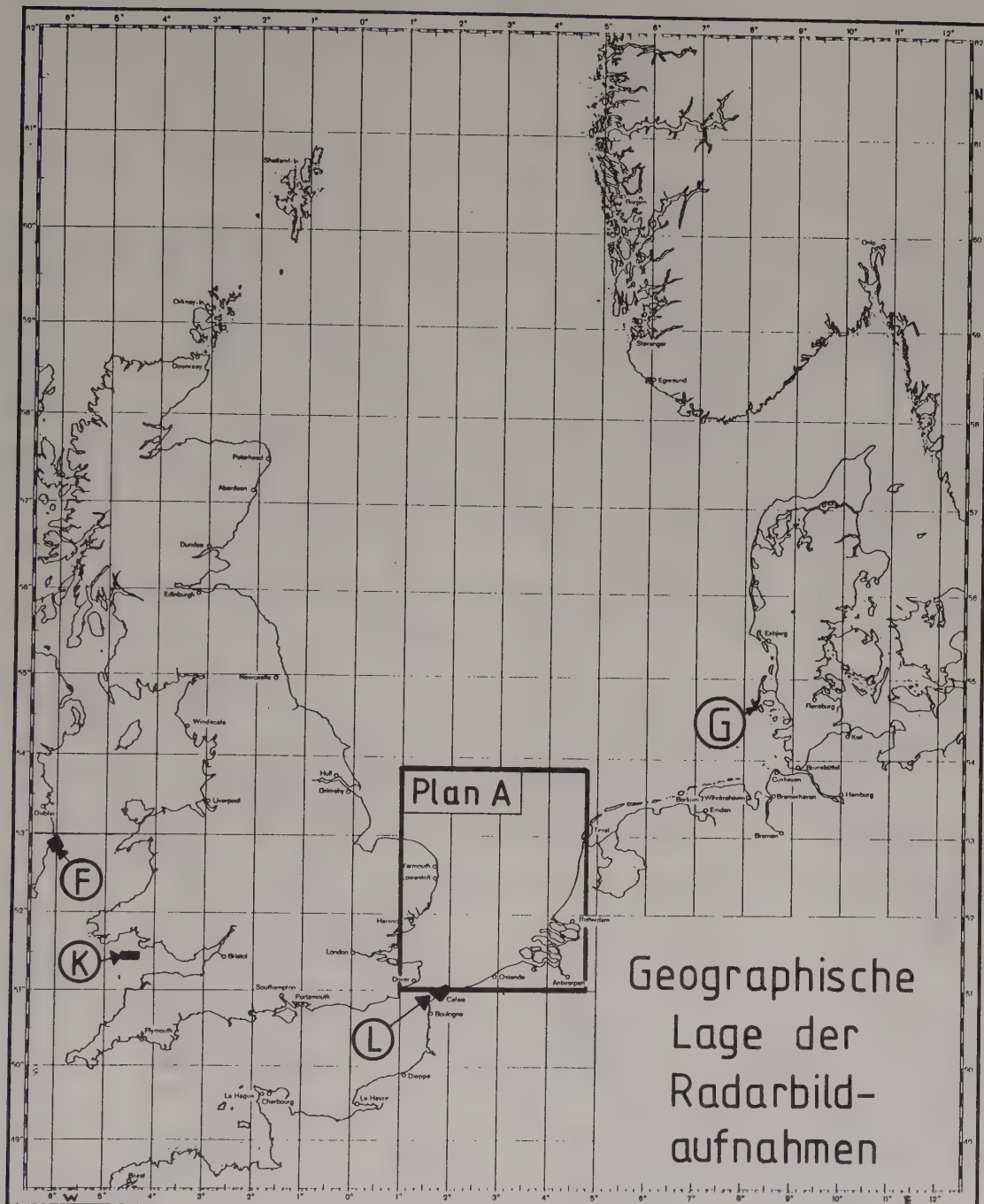


Abb. 26. Übersichtskarte mit der geographischen Lage der Radarbildaufnahmen (siehe auch Plan A, Abb. 27).

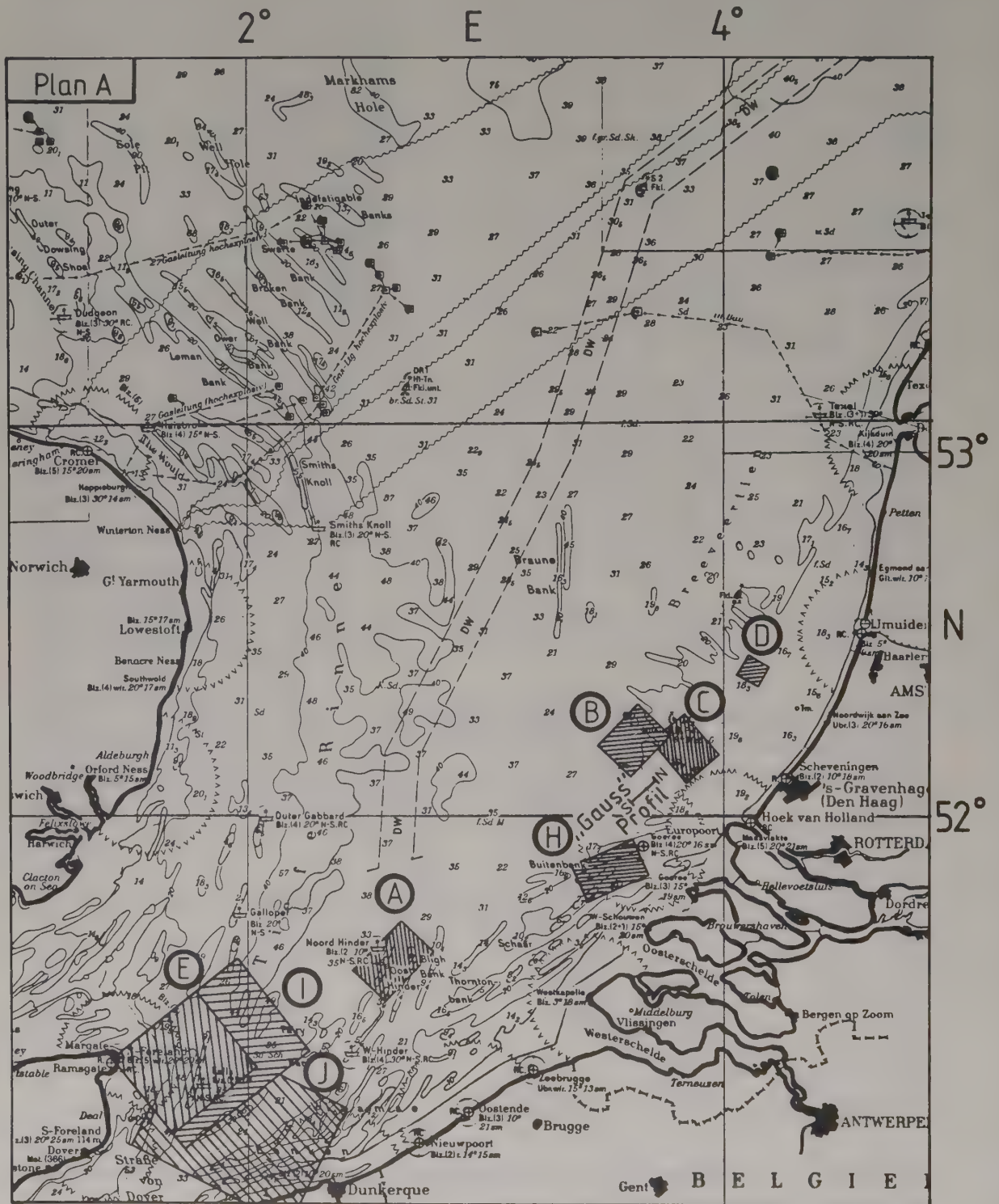


Abb. 27. Plan A der Abb. 26 mit der geographischen Lage der Radarbildaufnahmen in der südlichen Nordsee und der Position des Echolotprofils (siehe Abb. 41) vom Forschungsschiff "GAUSS" (modifizierter Ausschnitt aus der Seekarte Nr. 101, 2. Ausgabe 1970, X, DHI).

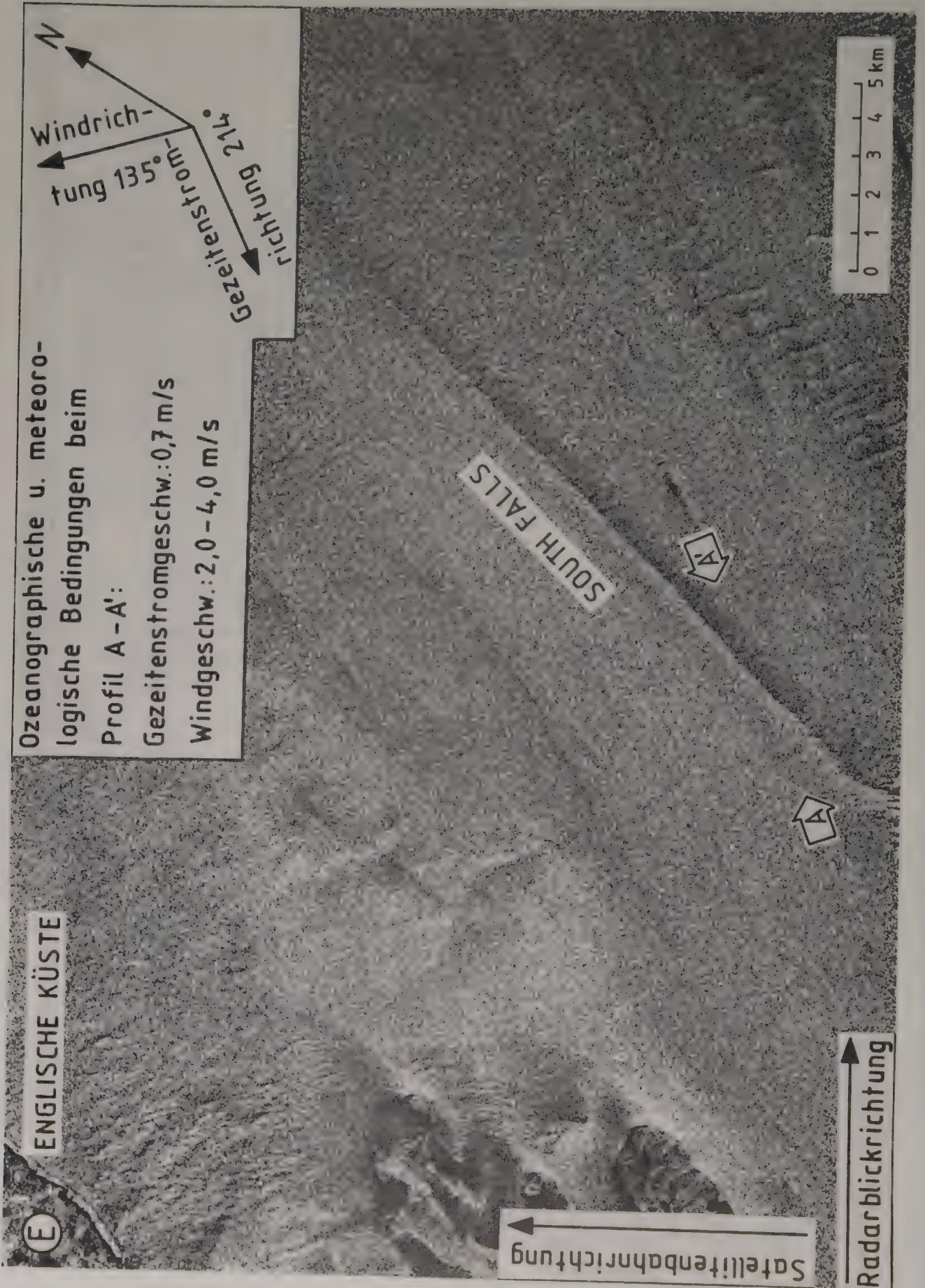
5.1 Beschreibung der Radardaten

5.1.1 South Falls Bank (L-Band SAR Daten)

Die Abbildung 28 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Seasat SAR-Bildes von Abbildung 1a mit der Position des Profils A–A' im Seegebiet der South Falls Bank (Seegebiet ⑤ in Abb. 27). Das Profil wurde in Strömungsrichtung (214°) gelegt. In der Abbildung 29a sind das Bodentopographieprofil von South Falls entlang A–A' und das simulierte Topographieprofil dargestellt. Für das simulierte Profil wurden $A = 30$ m und $F = 0,00085$ in die Gleichung (82) eingesetzt, bei einer Wellenlänge von $\Lambda_B = 6000$ m. In der Abbildung 29b sind die hydrodynamische- und die Phasen-Modulation gezeigt, die nach Gl. (36) und (73) berechnet wurden. Dabei sind folgende Werte in die Gl. (36), (73) und (83) eingesetzt worden:

$U_0 = 0,7$ m/s, $U_w = 2,0$ m/s, $(d_0 + \zeta_w) = 37$ m, $\psi = 65^\circ$, $\phi_s = 45^\circ$, $\phi_w = 0^\circ$, $\theta_E = 20^\circ$, $\gamma = 0,5$, $R/V = 130$ s, $|\underline{k}| = 18,3$ m $^{-1}$, $g = 9,81$ m/s 2 und $u^* = (1/30) \cdot U_w$.

Die Abbildung 29c zeigt die relative Bild-Modulation und die simulierte totale SAR-Modulation. Für das relative SAR-Bildintensitätsprofil wurden jeweils drei parallel zueinander liegende Profile (Abstand jeweils 5 Pixelelemente) mit einem Optronics C4500 Filmabtaster digitalisiert und anschließend geglättet.



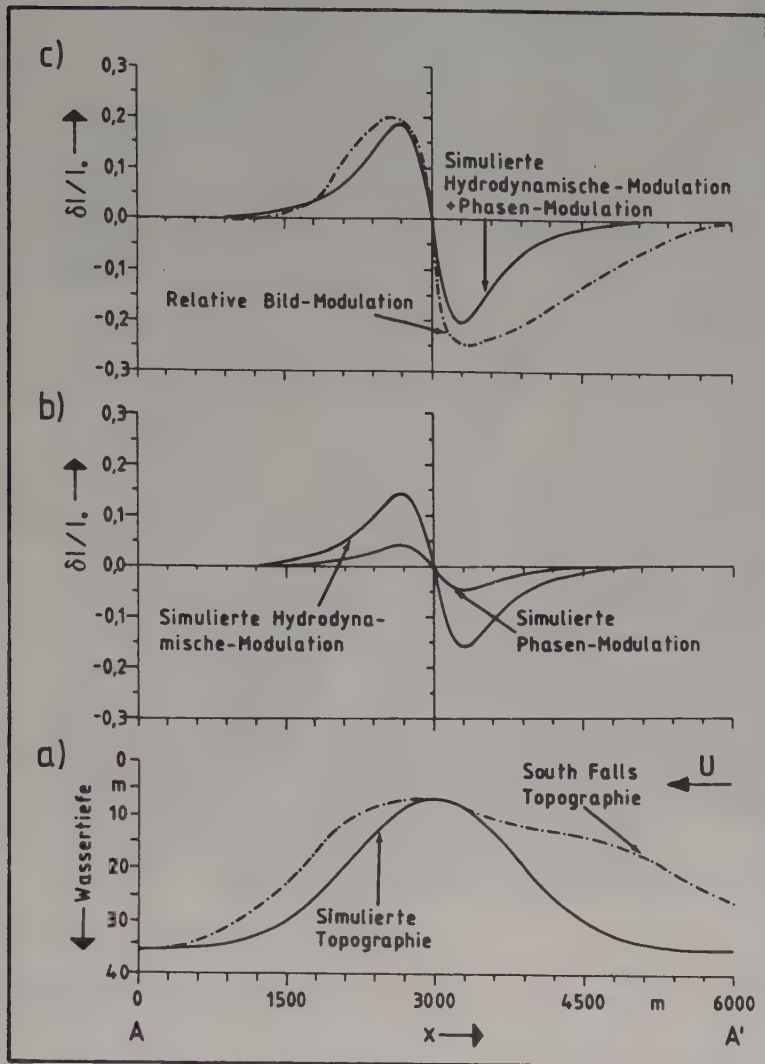


Abb. 29a. Bodentopographie von South Falls und simulierte Bodentopographie für das Profil A–A' (siehe Abb. 28).
b. Simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (73) für das simulierte Bodentopographieprofil.
c. Relative Bild-Modulation und simulierte totale Radarrückstreu-Modulation.



Abb. 28. Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 2503; siehe Abb. 1a) des Seegebietes der South Falls Bank (siehe Seegebiet E in Abb. 27) in der südlichen Nordsee von Orbit 762 vom 19. August 1978, 06.46 UTC mit der Position des Profils A–A' (siehe dazu Abb. 29); prozessiert von der DFVLR.

5.1.2 Arklow Bank (L-Band SAR Daten)

Die Abbildung 30 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Seasat SAR-Bildes Nr. 4106 vom 21. August 1978, 07.24 UTC von Orbit 791 des Seegebietes der Arklow Bank in der Irischen See (Seegebiet $\textcircled{F}$ in Abb. 26) mit der Position des Profils F–F'. Das Profil wurde in Strömungsrichtung (33°) gelegt. In der Abbildung 31a wird das Bodentopographieprofil der Arklow Bank entlang F–F' und das simulierte Topographieprofil gezeigt. Für das simulierte Profil wurden für $A = 23$ m und $F = 0,00125$ in die Gleichung (82) eingesetzt. Die Wellenlänge Λ_B des Profils ist 4000 m. Die simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (37) sind in der Abbildung 31b dargestellt. Folgende Werte wurden in die Gl. (36), (73) und (83) eingesetzt: $U_0 = 1,0$ m/s, $U_w = 5,0$ m/s, $(d_0 + \zeta_w) = 26$ m, $\psi = 80^\circ$, $\phi_s = 36^\circ$, $\phi_w = 0^\circ$, $\theta_E = 20^\circ$, $\gamma = 0,5$, $R/V = 130$ s, $|\underline{k}| = 18,3$ m $^{-1}$, $g = 9,81$ m/s 2 und $u^* = (1/30) \cdot U_w$.

Die Abbildung 31c zeigt die relative Bild-Modulation und die simulierte totale SAR-Modulation. Die Verarbeitung des SAR-Bildintensitätsprofils erfolgte wie bei der South Falls Bank (siehe Kapitel 5.1.1).

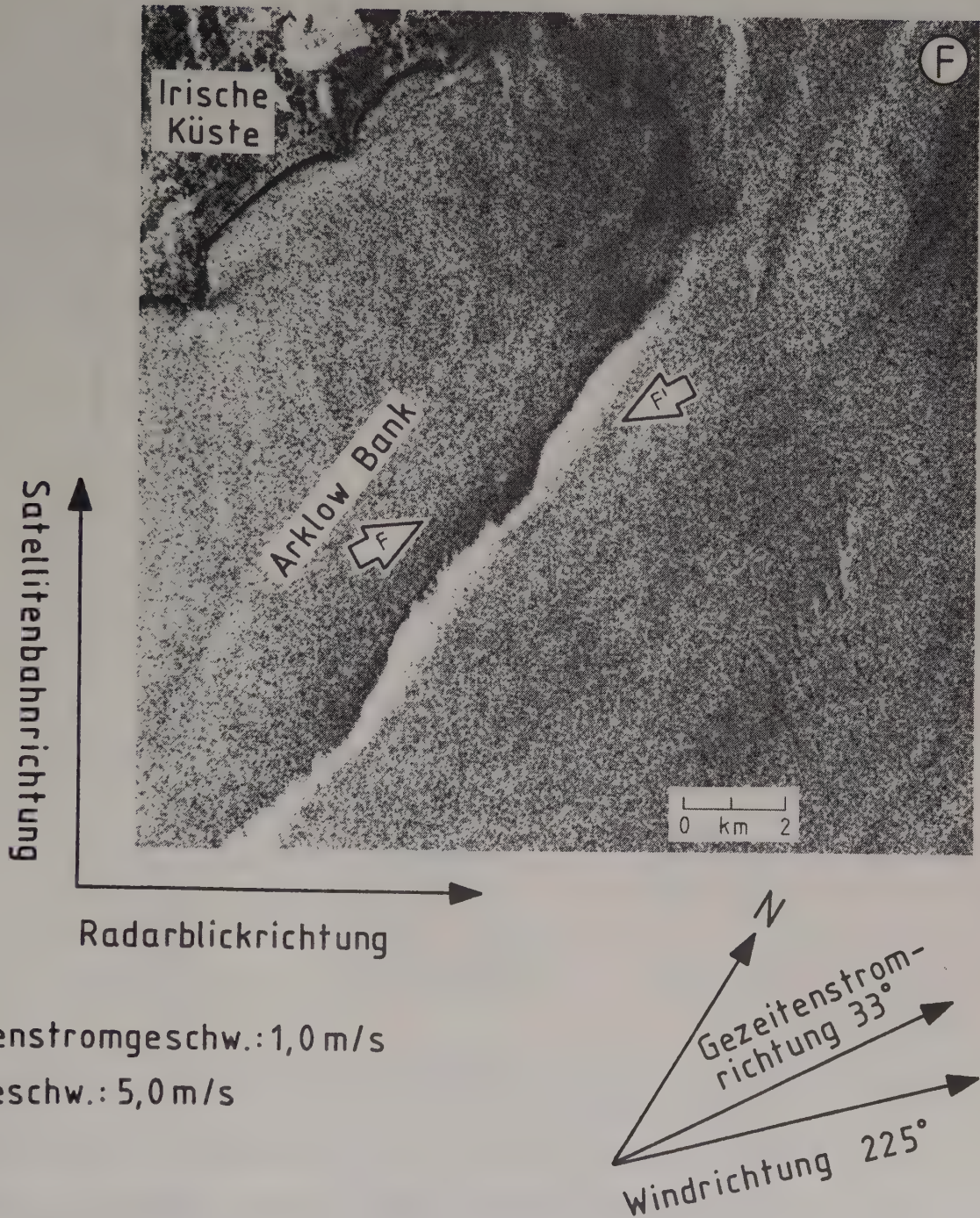


Abb. 30. Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 4106) des Seegebietes der Arklow Bank (Seegebiet $\textcircled{F}$ in Abb. 26) in der Irischen See von Orbit 791 vom 21. August 1978, 07.24 UTC; Satellitenbahnhöhe ca. 800 km, mit der Position des Profils F-F' (siehe dazu Abb. 31); prozessiert von der DFVLR.

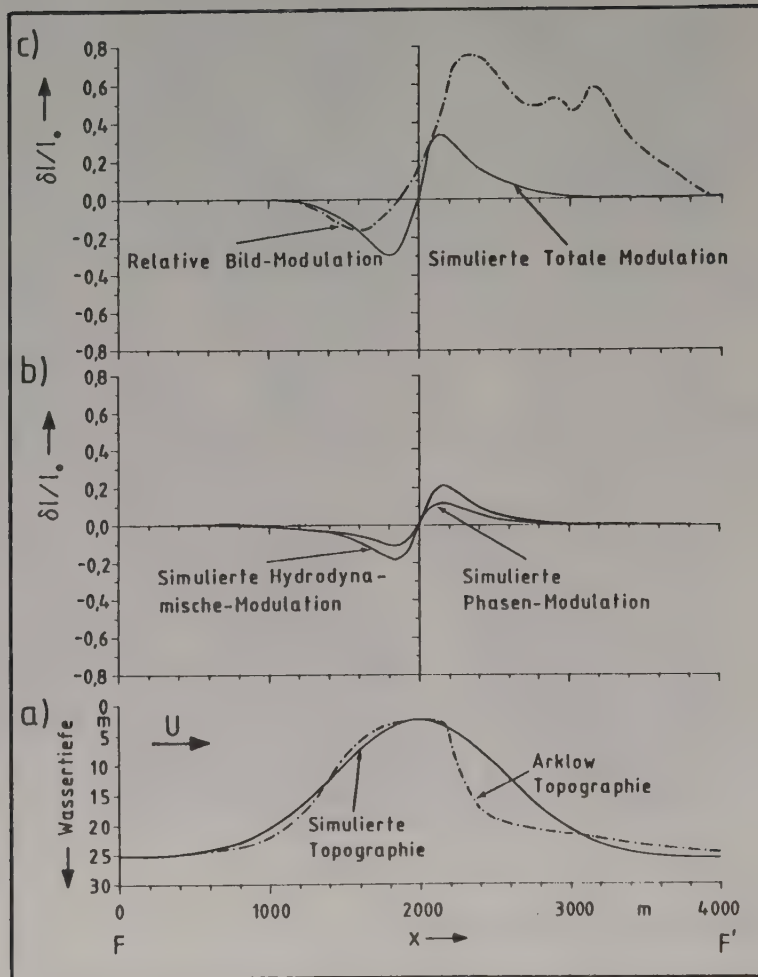


Abb. 31a. Bodentopographieprofil der Arklow Bank und simulierte Topographie für das Profil F-F' (siehe Abb. 30).
b. Simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (73) für das simulierte Bodentopographieprofil.
c. Relative Bild-Modulation und simulierte totale Radarrückstreu-Modulation.

5.1.3 Oosthinder Bank (L-Band SAR Daten)

Die Abbildung 32 zeigt eine Gezeitenstrommessung in einer Wassertiefe von 10 m (große ellipsenartige Kurve) und nahe am Meeresgrund (0,8 m oberhalb vom Boden) beim Feuerschiff "Noord Hinder" (Abb. 33) vom 03. - 08. Juli 1968 (McCave, 1979). Die Gezeitenstromgeschwindigkeit und -richtung wurden aufgrund dieser Messungen bei dem Oosthinder Bank Profil für den 19. August 1978, 06.46 UTC und für den 08. Dezember 1979, 11.30 UTC verwendet. Die Tabelle 2 enthält u.a. auch die meteorologischen und ozeanographischen Beobachtungen vom Feuerschiff "Noord Hinder" während des Überflugs von Seasat am 19. August 1978.

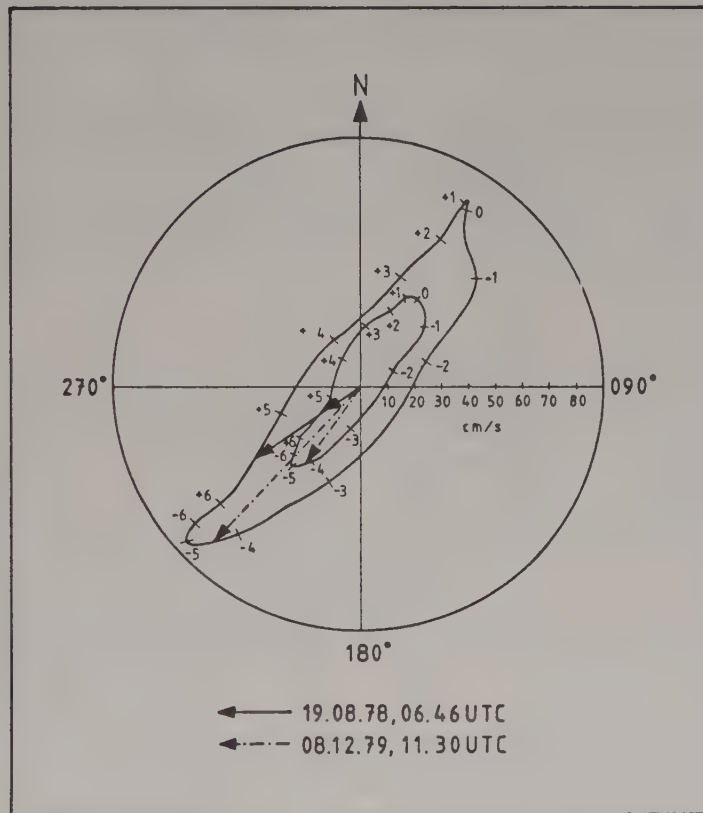


Abb. 32. Gezeitenstrommessung in einer Wassertiefe von 10 m (große ellipsenartige Kurve) und am Meeresgrund (0,8 m oberhalb vom Boden) beim Feuerschiff "Noord Hinder" (siehe Abb. 33) vom 03. - 08. Juli 1968. Die Zeitangaben sind in Stunden, wobei sich die Null auf das Hochwasser von Vlissingen bezieht (modifiziert aus: McCave, 1979). Das Gezeitenstromfeld wurde aufgrund dieser Messungen für den 19. August 1978, 06.46 UTC (Seasat SAR, Abb. 34) und für den 08. Dezember 1979, 11.30 UTC (NOAA RAR, Abb. 38) simuliert.

Tabelle 2. Meteorologische und ozeanographische Beobachtungen am 19. August 1978 und am 08. Dezember 1979 auf der Station des Feuerschiffes "Noord Hinder" (Position: 51°39' N, 02°33' E; siehe Abb. 33).

Datum	Lufttemp.	Windrichtung	Wellenperiode	Wetter zur Zeit der Beobachtung
Uhrzeit	Wassertemp.	Windgeschw.	Mittlere Wellenhöhe	
19.08.78	17,0 °C	----	1 s	----
06.00 UTC	16,4 °C	----	0,5 m	
19.08.78	----	140°	----	kein Niederschlag
07.00 UTC	----	2,0-4,0 m/s	----	
08.12.79	----	270°	----	kein Niederschlag
11.00 UTC	----	8,0 m/s	----	
08.12.79	14,0 °C	270°	4 s	kein Niederschlag
12.00 UTC	11,4 °C	8,0 m/s	1,5 m	

Die Abbildung 33 zeigt eine vereinfachte bathymetrische Karte des abgebildeten Seegebietes von Abbildung 34 im Radarbild. In der Abbildung 34 ist ein vergrößerter Ausschnitt des Seasat SAR-Bildes Nr. 2501 vom 19. August 1978, 06.46 UTC von Orbit 762 des Seegebietes der Hinder Bänke (Seegebiet ① in Abb. 27) in der südlichen Nordsee gezeigt. Die Position des Profils E–E', welches in Strömungsrichtung zeigt (236°), ist ebenfalls in der Abbildung 34 eingezeichnet.

In der Abbildung 34 ist das Bodentopographieprofil der Oosthinder Bank entlang E–E' sowie das simulierte Profil dargestellt. Für das simulierte Profil wurden für $A = 15$ m und für $F = 0,0035$ in Gleichung (82) eingesetzt. Die Wellenlänge des Profils der Bodentopographie beträgt $\Lambda_B = 2000$ m. Die Abbildung 35b zeigt die simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation; folgende Werte sind dabei in Gl. (36), (73) und (83) eingesetzt worden:

$U_0 = 0,5$ m/s, $U_w = 2,0$ m/s, $(d_0 + \zeta_w) = 26$ m, $\psi = 30^\circ$, $\phi_s = 15^\circ$, $\phi_w = 0^\circ$, $\theta_E = 20^\circ$, $\gamma = 0,5$, $R/V = 130$ s, $|k| = 18,3$ m⁻¹, $g = 9,81$ m/s² und $u^* = (1/30) \cdot U_w$.

Die simulierte totale SAR-Modulation und die relative Bild-Modulation entlang des Profils E–E' sind in der Abbildung 35c dargestellt. Die Verarbeitung des SAR-Bildintensitätsprofils erfolgte wie bei der South Falls Bank (siehe dazu Kapitel 5.1.1).

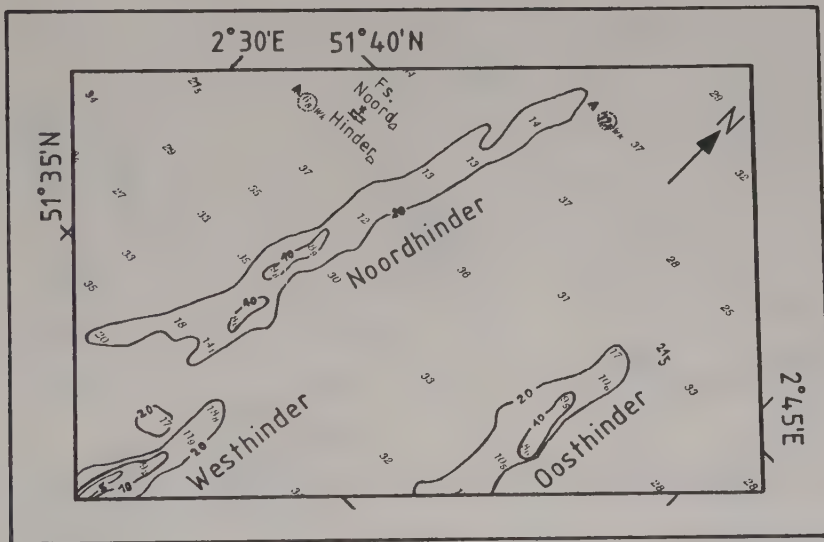
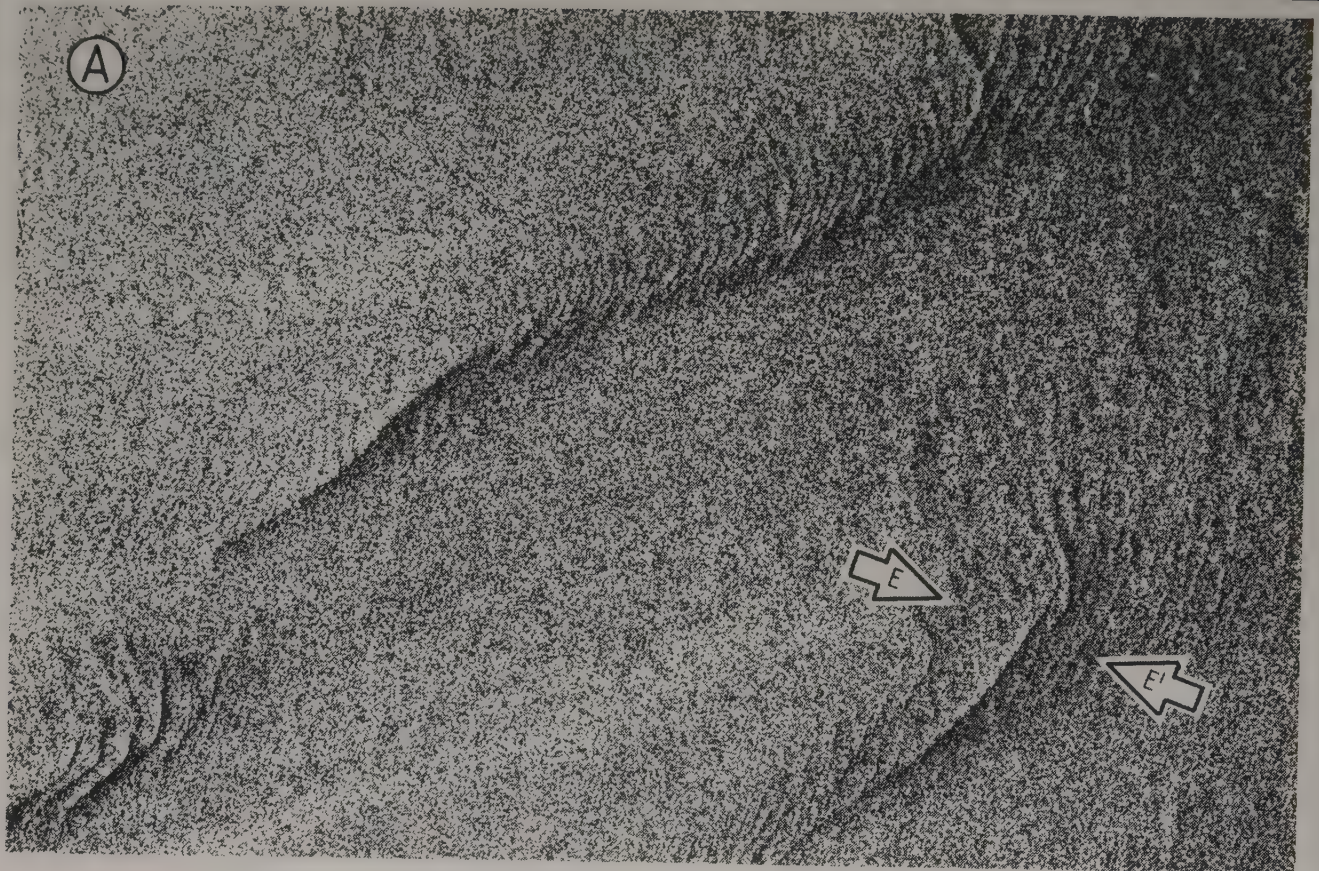


Abb. 33. Vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes der Hinder Bänke, wo die Radarbilder von Abb. 34 und Abb. 38 aufgenommen wurden; die Position des Feuerschiffes "Noord Hinder" ist ebenfalls eingezeichnet (Tiefenangaben in Meter).



0 1 2 3 4 5
km

Satellitenbahn-
richtung

Radarblick-
richtung

Windrichtung
140°

Gezeitenstrom-
richtung
236°

Z

Gezeitenstrom-
geschwindigkeit: 0,5 m/s

Windgeschwindigkeit: 2,0 - 4,0 m/s

Abb. 34. Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 2501) des Seegebietes der Hinder Bänke (siehe auch Abb. 33 und Seegebiet A in Abb. 27) in der südlichen Nordsee vom 19. August 1978, 06.46 UTC; Satellitenbahnhöhe ca. 800 km, mit der Position des Profils E-E' (siehe dazu Abb. 35), prozessiert von der DFVLR; die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben.

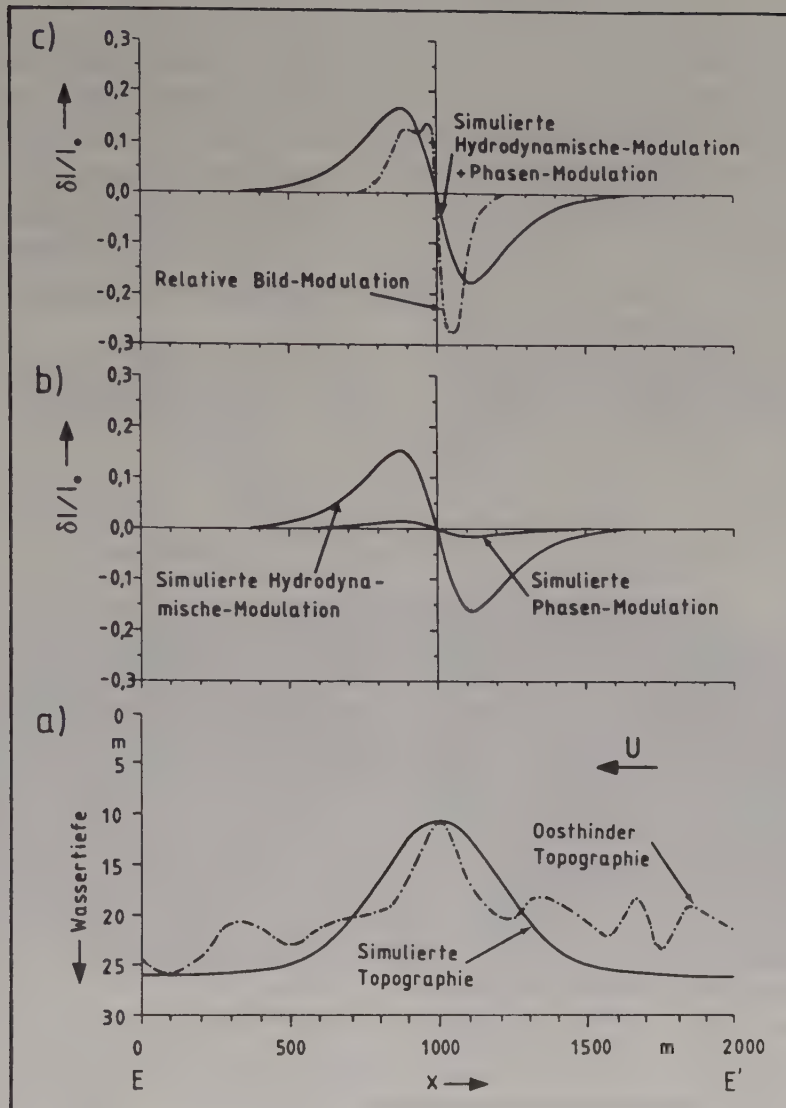


Abb. 35a. Bodentopographieprofil von Oosthinder und simulierte Topographie für das Profil E-E' (siehe Abb. 34).

- b. Simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (73) für das simulierte Bodentopographieprofil.
- c. Relative Bild-Modulation und simulierte totale Radarrückstreu-Modulation.

5.1.4 Bristol Kanal (L-Band SAR Daten)

Die Abbildung 36 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Seasat SAR-Bildes vom 07. August 1978, 06.20 UTC von Orbit 590 des Seegebietes vom äußeren Bristol Kanal in der Irischen See (Seegebiet $\textcircled{K}$ der Abb. 26; Harris et al., 1986). In der Abbildung 37 ist die simulierte hydrodynamische Modulation bei einer *unsymmetrischen* Sandwelle, die typisch für den äußeren Bristol Kanal ist, nach Gl. (36) und (82) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,5 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,4 \text{ m/s}$) dargestellt. Dabei wurden folgende Werte in Gl. (36) und (82) eingesetzt:

$A = 11 \text{ m}$, $F = 0,005$, das Verhältnis der westlichen (W)- zur östlichen Neigung (E) hat den Wert 4,5 bei $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, $U_w = 4,0 \text{ m/s}$, $|k| = 18,3 \text{ m}^{-1}$; $(d_0 + \zeta_w) = 45 \text{ m}$, $\phi_s = 0^\circ$ und $\phi_w = 0^\circ$.

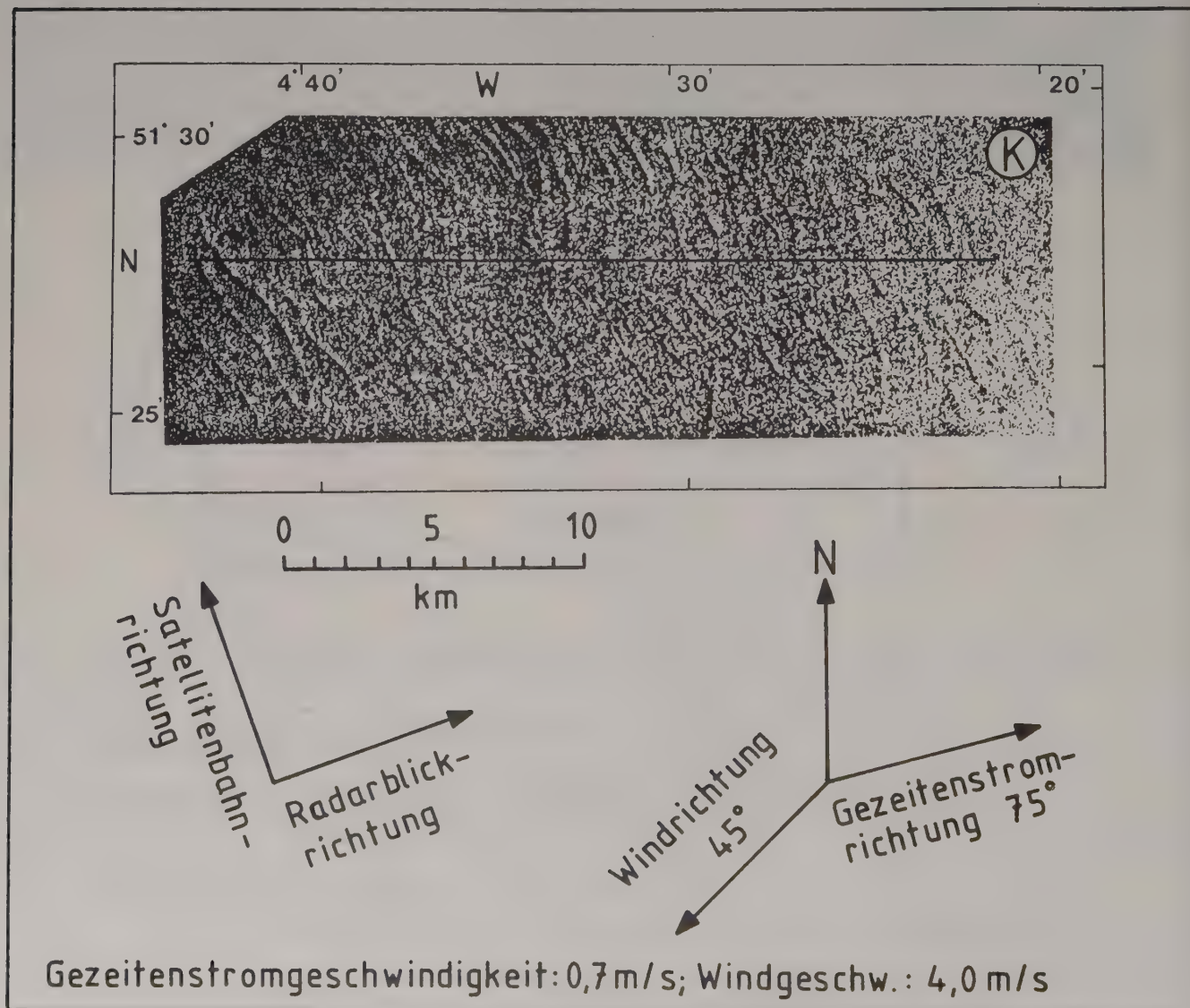


Abb. 36. Vergrößertes Seasat SAR-Bild eines Sandwellenfeldes im Seegebiet des äußeren Bristol Kanals (Seegebiet $\textcircled{K}$ in der Abb. 26) in der Irischen See vom 07. August 1978, 06.20 UTC (aus: Harris et al., 1986).

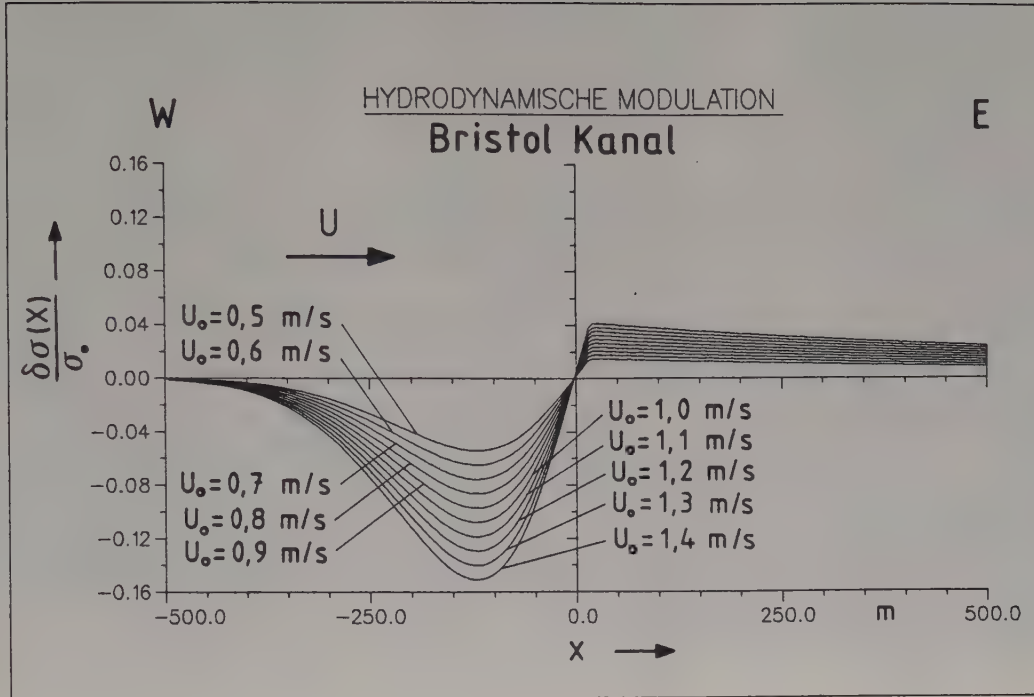


Abb. 37. Simulierte hydrodynamische Modulation für L-Band SAR bei einer **unsymmetrischen** Sandwelle, die typisch für den äußeren Bristol Kanal ist, nach Gleichung (36) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen

$U_0 (0,5 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,4 \text{ m/s})$ mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $h_0 + \zeta_w = 45 \text{ m}$, $|k| = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$, für die Bodentopographie wurden folgende Werte in Gleichung (82) eingesetzt: $A = 11 \text{ m}$, $F = 0,005$, $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, Quotient aus der westlichen (W) – zur östlichen (E) Neigung = 4,5 (Harris et al., 1986).

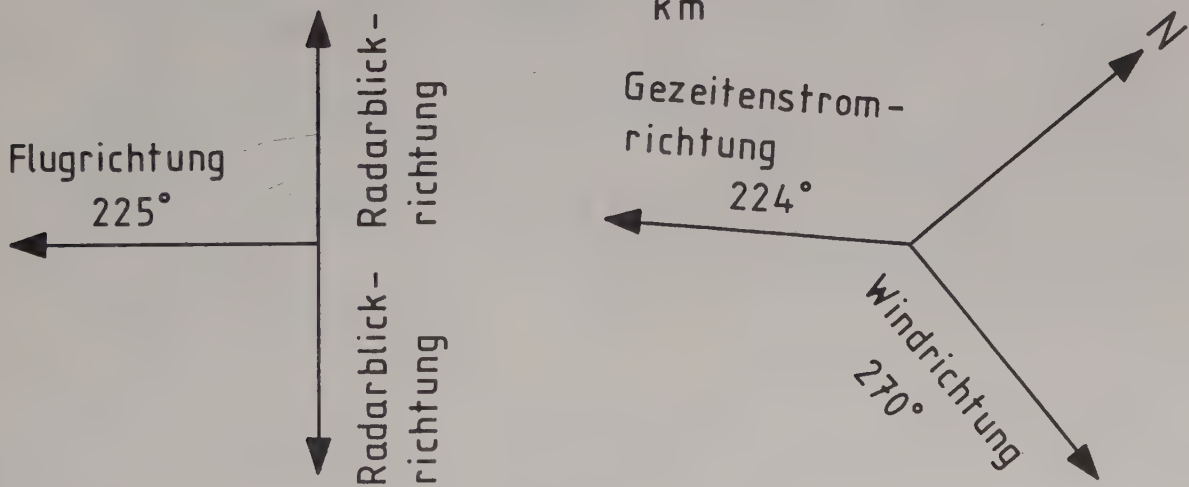
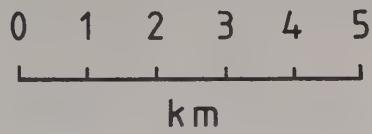
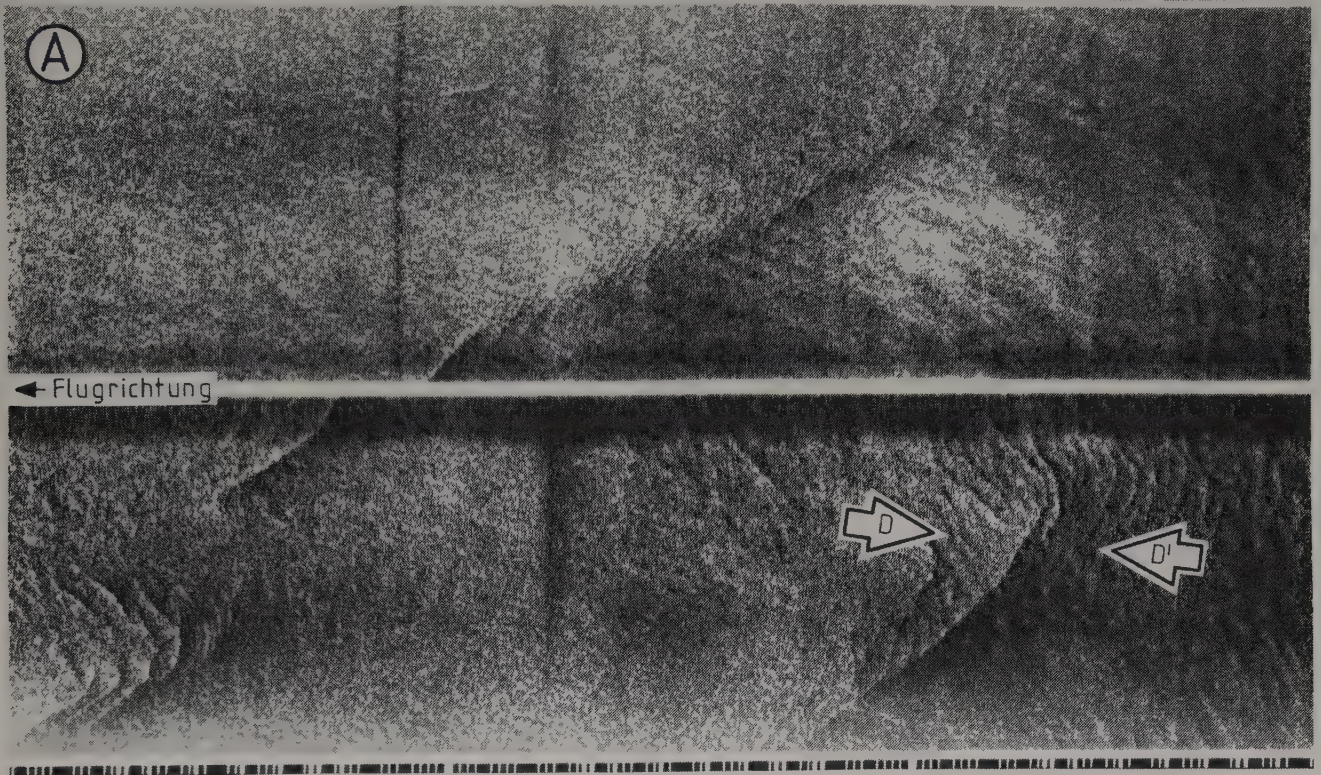
5.1.5 Oosthinder Bank (K_a -Band RAR Daten)

In der Abbildung 38 ist das gleiche Seegebiet wie in der Abbildung 34 gezeigt, jedoch ist dieses Radarbild mit einem K_a -Band RAR am 08. Dezember 1979, 11.30 UTC vom Flugzeug aus einer Flughöhe von ca. 1300 m aufgenommen worden. Die Position des Profils D–D', die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und –geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und –geschwindigkeit sind ebenfalls in der Abbildung 38 wiedergegeben (siehe auch Tabelle 2). Das Bodentopographieprofil der Oosthinder Bank entlang D–D' und das simulierte Profil sind wie bei Abbildung 35a in der Abbildung 39a gezeigt. Die simulierte hydrodynamische- und die Bild-Modulation sind in der Abbildung 39b gegenübergestellt. Folgende Werte wurden in Gl. (60) und (83) eingesetzt:

$U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $U_w = 9,0 \text{ m/s}$, $(d_0 + \zeta_w) = 26 \text{ m}$, $\psi = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$, $\phi_w = 0^\circ$, $\gamma = 1,5$, $|k| = 730,6 \text{ m}^{-1}$, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $T = 73 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-3}/\text{s}^{-2}$, $u^* = (1/30) \cdot U_w$ und $m = 1384$.

Die Verarbeitung des RAR-Bildintensitätsprofils erfolgte wie bei der South Falls Bank (siehe dazu Kapitel 5.1.1).

Abb. 38. K_a -Band RAR-Bild des Seegebietes der Hinder Bänke (siehe auch Abb. 34 und Seegebiet ① in Abb. 27) in der südlichen Nordsee vom 08. Dezember 1979, 11.30 UTC; Flughöhe ca. 1300 m, mit der Position des Profils D–D' (siehe dazu Abb. 39; mit Genehmigung von Duncon Ross); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und –geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und –geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben.



Gezeitenstromgeschwindigkeit: 0,8 m/s

Windgeschwindigkeit: 8,0 - 9,0 m/s

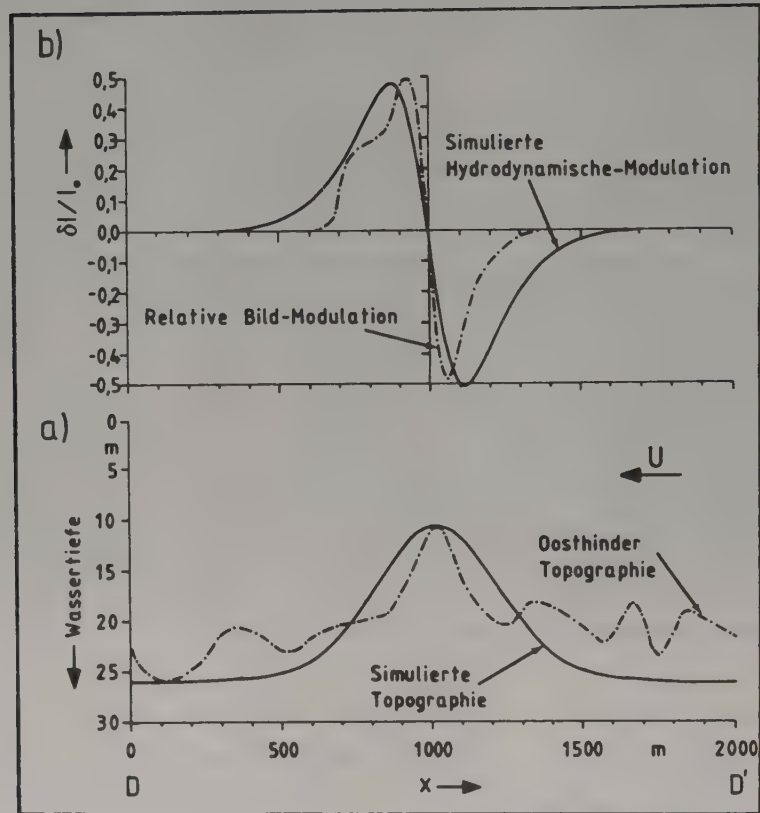


Abb. 39a. Bodentopographieprofil von Oosthinder und simulierte Topographie für das Profil D–D' (siehe Abb. 38).

b. Relative Bild-Modulation und die nach Gleichung (60) simulierte totale Radar-rückstreu-Modulation.

5.1.6 Niederländische Küste (K_a -Band RAR Daten)

In der Abbildung 40 sind zwei RAR K_a -Band Bilder gezeigt, die bei unterschiedlichem Radarblickwinkel am 08. Dezember 1979, 12.34 UTC (Abb. 40b) und 12.42 UTC (Abb. 40a) im Seegebiet vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Seegebiet ③ und ④ in Abb. 27) vom Flugzeug aus einer Flughöhe von ca. 1300 m aufgenommen worden sind (mit Genehmigung von Duncan Ross). Die jeweilige Flugrichtung, Radarblickrichtung, Windrichtung und -geschwindigkeit sowie Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während der Aufnahmezeitpunkte sind ebenfalls in der Abbildung 40 angegeben. Ein Ausschnitt aus einem Echogramm des Forschungsschiffes "GAUSS" vom 05. März 1958 aus dem Seegebiet der südlichen Nordsee (Position siehe Abb. 27) ist in der Abbildung 41 dargestellt (Dietrich, 1959). Das Profil zeigt unsymmetrische Sandwellen, wie sie in diesem Seegebiet typisch sind. Die Abbildung 42a zeigt die simulierte hydrodynamische Modulation bei einer **unsymmetrischen** Sandwelle (typisch für das betrachtete Seegebiet) nach Gl. (60) und (82) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$). Dabei wurden folgende Werte in Gl. (60) und (82) eingesetzt: $A = 6 \text{ m}$, $F = 0,007$, das Verhältnis der nördlichen (N)- zur südlichen (S) Neigung beträgt 3,7 (Terwindt, 1971) bei $\Lambda_B = 800 \text{ m}$, $U_w = 9,0 \text{ m/s}$, $|k| = 730,6 \text{ m}^{-1}$, $(d_0 + \zeta_w) = 20 \text{ m}$, $\phi_s = 0^\circ$, $\phi_w = 0^\circ$, $T = 73 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}^2$ und $m = 500 \text{ m}$.

Die Abbildung 42b zeigt die simulierte hydrodynamische Modulation der gleichen Sandwelle wie bei Abbildung 42a, jedoch bei *entgegengesetzter* Strömungsrichtung. In der Abbildung 43a ist nochmals die simulierte hydrodynamische Modulation bei einer *unsymmetrischen* Sandwelle nach Gl. (60) und (82) gezeigt, wenn die lokale Wassertiefe ($d_0 = h_0 + \zeta_w$) verändert wird ($20 \text{ m} \leq (h_0 + \zeta_w) \leq 29 \text{ m}$); folgende Werte wurden dabei in Gl. (60) und (82) eingesetzt:

$U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $U_w = 9,0 \text{ m/s}$, die anderen Größen wie bei Abbildung 42. In der Abbildung 43b ist die hydrodynamische Modulation bei entgegengesetzter Strömungsrichtung dargestellt.

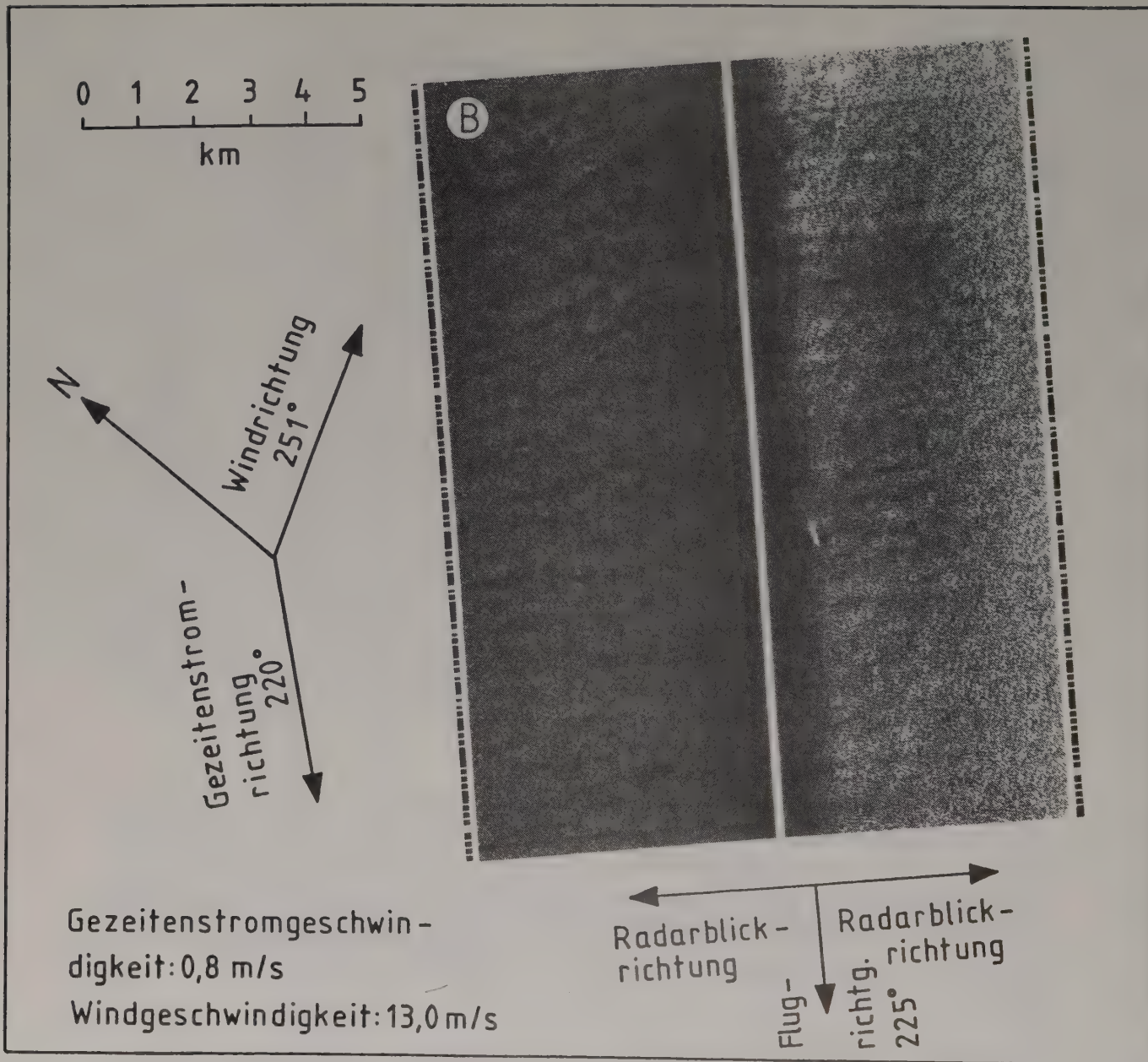


Abb. 40a. K_a -Band RAR-Bild von unsymmetrischen Sandwellen im Seegebiet vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Seegebiet ① in Abb. 27) vom 08. Dezember 1979, 12.42 UTC; Flughöhe ca. 1300 m (mit Genehmigung von Duncon Ross); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben.

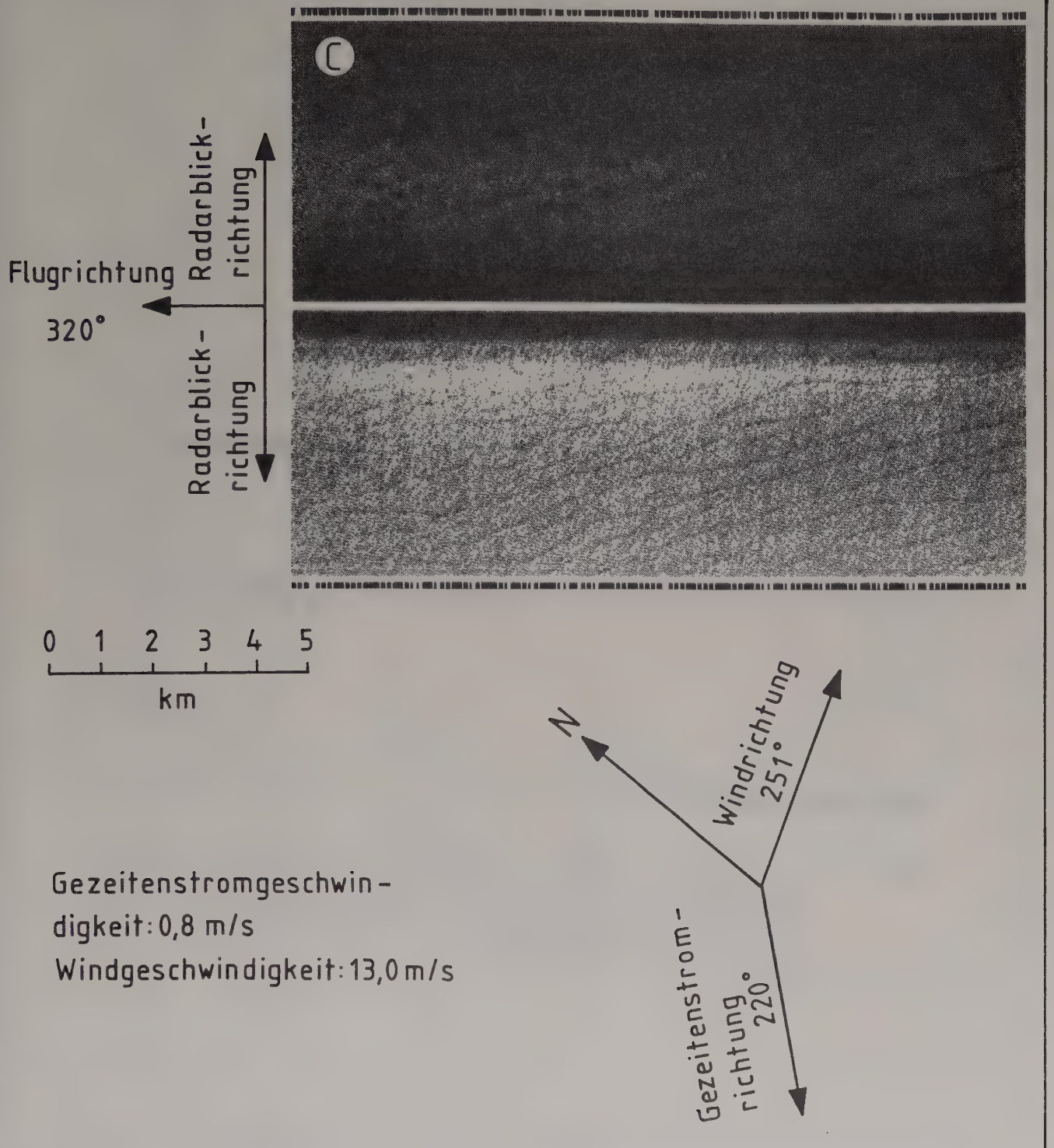


Abb. 40b. Wie Abb. 40a, vom 08. Dezember 1979, 12.34 UTC (Seegebiet © in der Abb. 27).

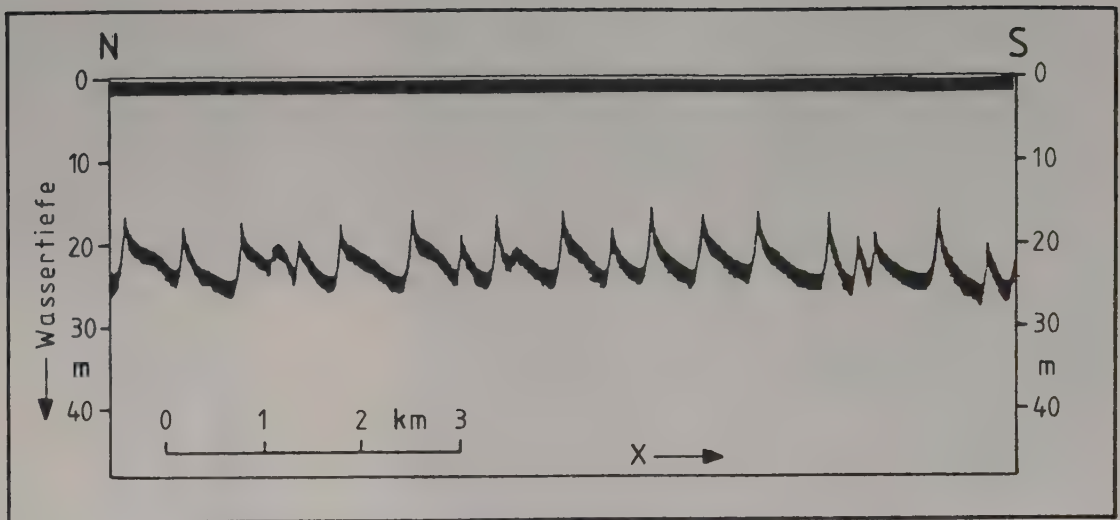


Abb. 41. Ausschnitt aus einem Echogramm des Forschungsschiffes "GAUSS" vom 05. Mai 1958 aus dem Seegebiet der südlichen Nordsee (Position siehe Abb. 27). Das Profil zeigt **unsymmetrische Sandwellen**, wie sie in diesem Seegebiet typisch sind (modifiziert aus: Dietrich, 1959).

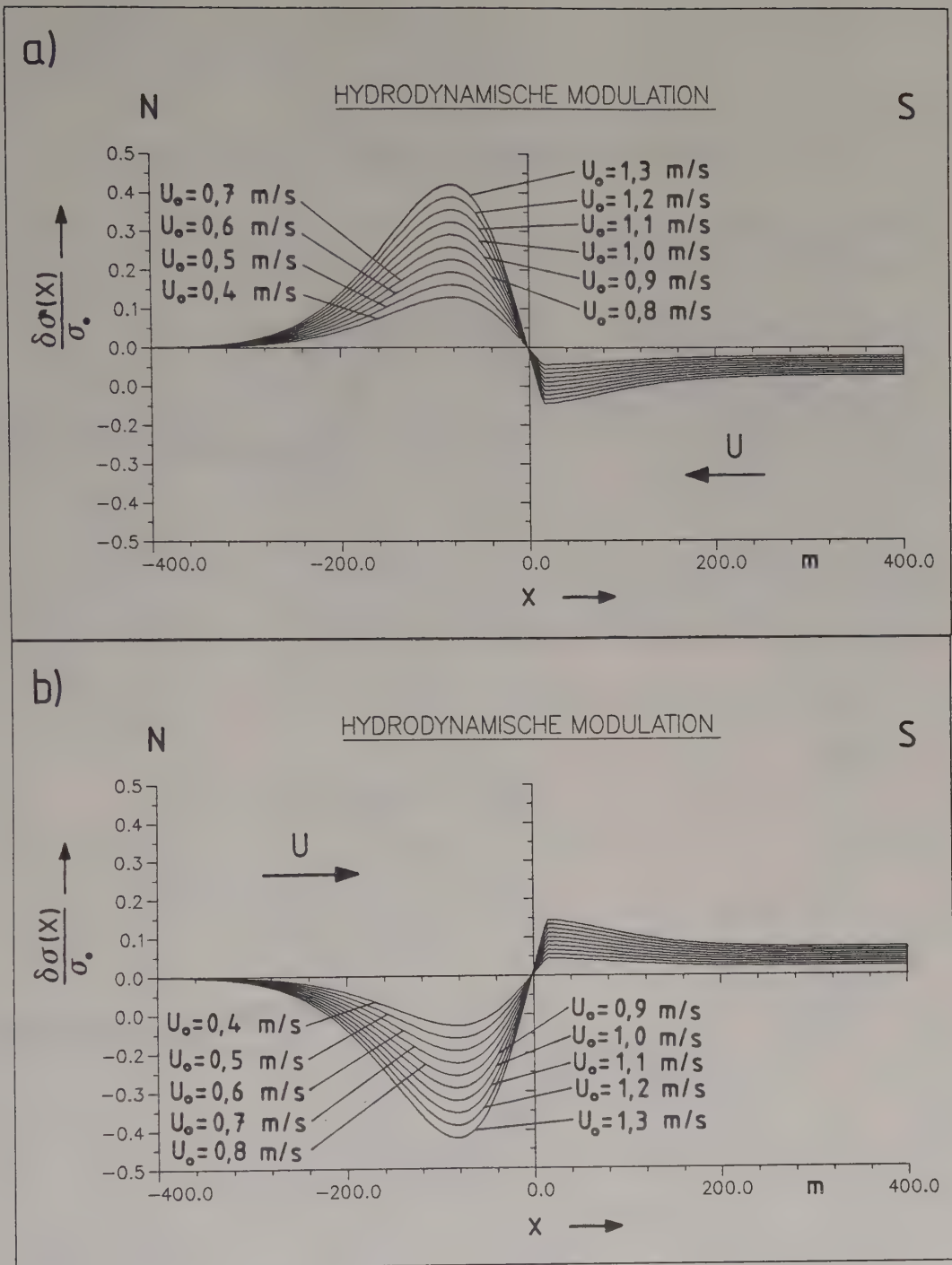


Abb. 42a. Simulierte hydrodynamische Modulation im K_a -Band (RAR) bei einer **un-symmetrischen** Sandwelle nach Gleichung (60) bei **zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen** U_0 ($0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$), mit $U_w = 9 \text{ m/s}$, $h_0 + \zeta_w = 20 \text{ m}$, $|k| = 730,6 \text{ m}^{-1}$, für die Bodentopographie wurden folgende Werte in Gleichung (82) eingesetzt: $A = 6 \text{ m}$, $F = 0,007$, $\Lambda_B = 800 \text{ m}$, Quotient aus der nördlichen (N) - zur südlichen (S) Neigung = 3,75 (Terwindt, 1971); weitere Angaben siehe Text.

b. Wie Abbildung 42a, jedoch bei **entgegengesetzter** Strömung.

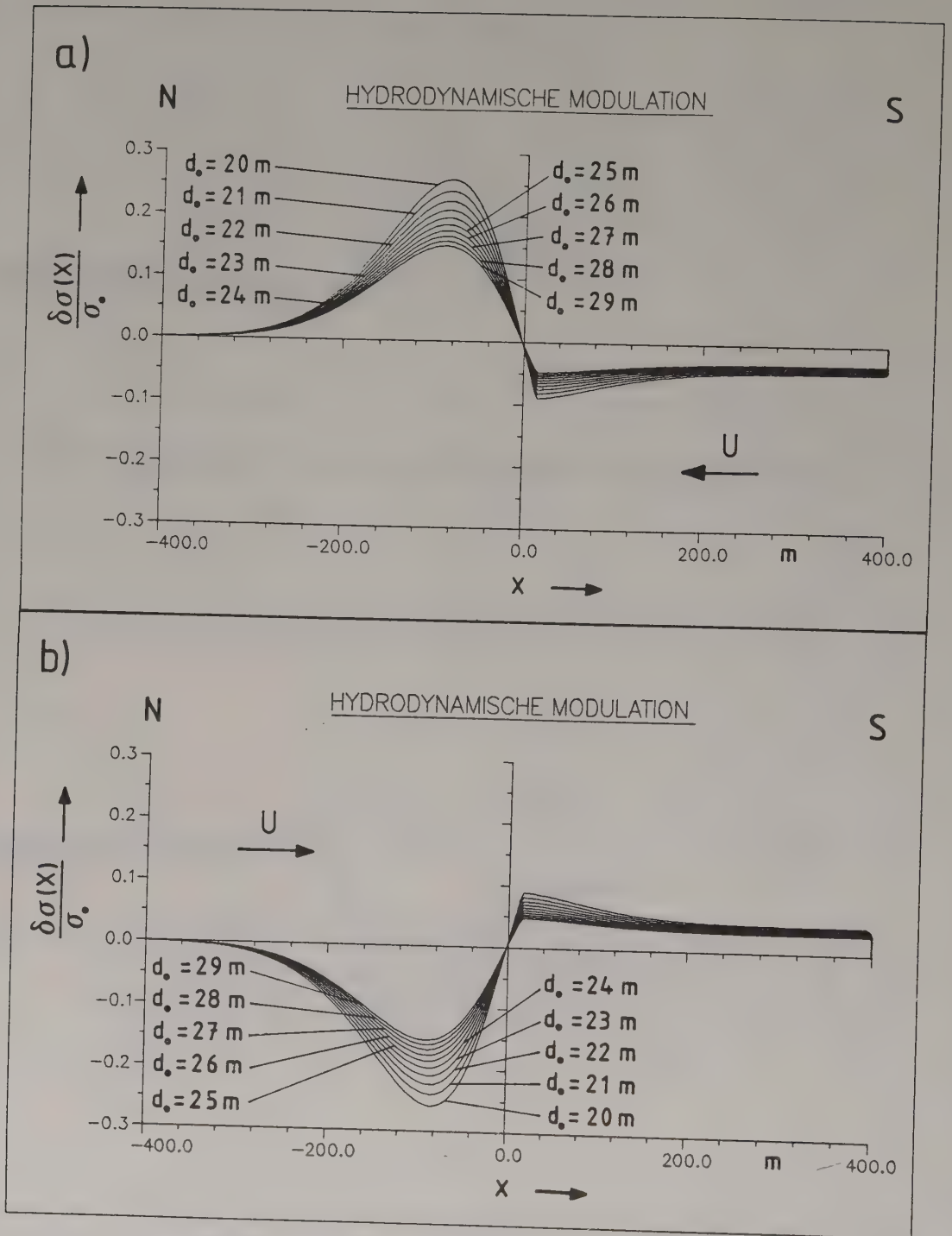


Abb. 43a. Simulierte hydrodynamische Modulation im K_a -Band (RAR) bei einer **un-symmetrischen** Sandwelle nach Gleichung (60) bei **zehn unterschiedlichen** Wassertiefen d_0 ($20\text{m} \leq (h_0 + \zeta_w) \leq 29\text{m}$), mit $U_0 = 0,8\text{m/s}$, $U_w = 9\text{m/s}$, $|k| = 730,6\text{m}^{-1}$, für die Bodentopographie wurden die gleichen Werte wie bei der Abb. 42 eingesetzt; weitere Angaben siehe Text.

b. Wie Abbildung 43a, jedoch bei **entgegengesetzter** Strömung.

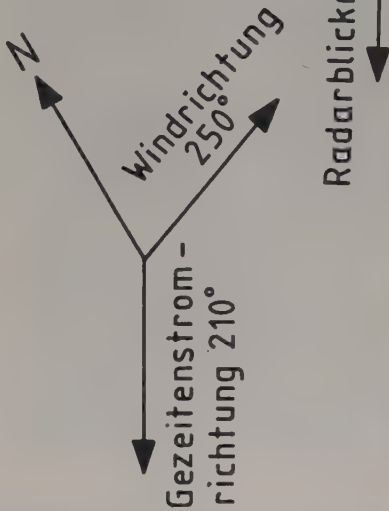
5.1.7 Niederländische Küste (X-Band RAR Daten)

Zum Vergleich zu den RAR K_a -Band Daten der Abbildung 40 sind hier nochmals die RAR **X-Band** Daten von de Loor (1978) und aus Alpers und Hennings (1984) abgebildet.

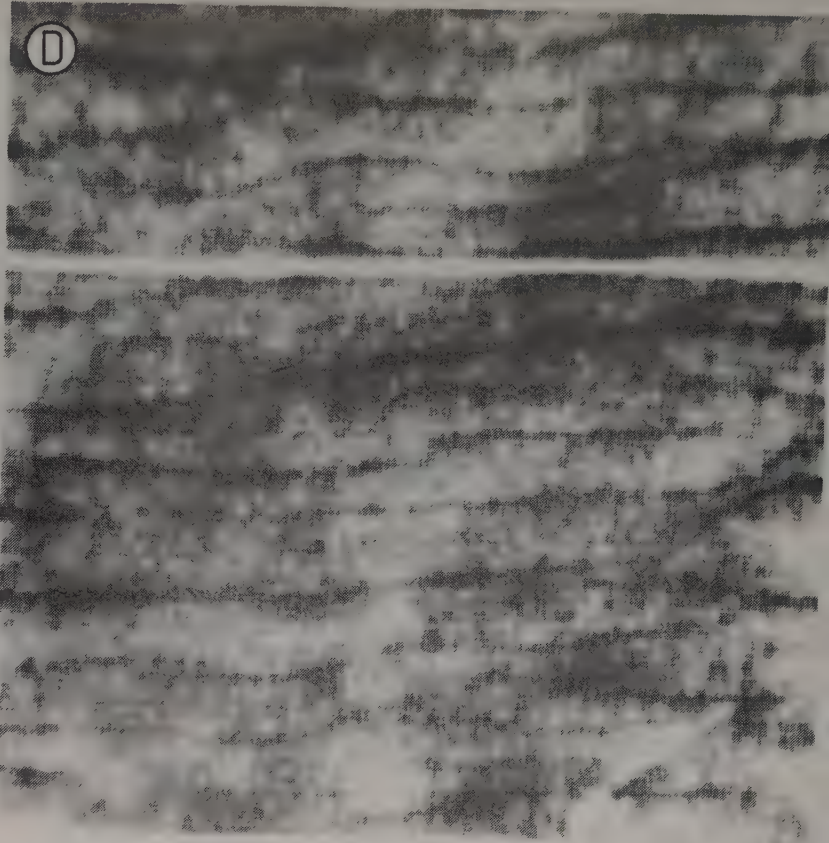
Abbildung 44a zeigt ein X-Band RAR-Bild mit *unsymmetrischen* Sandwellen im Seegebiet (Seegebiet ① in Abb. 27) vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee vom 11. Oktober 1977, 09.15 UTC. Die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und –geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und –geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben. In der Abbildung 44b ist ungefähr das gleiche Seegebiet wie in Abbildung 44a dargestellt, jedoch bei *entgegengesetzter* Gezeitenstromrichtung (ebenfalls aufgenommen mit einem X-Band RAR am 14. Oktober 1977, 16.25 UTC). In der Abbildung 45 ist der Abbildungsmechanismus nach der Theorie in Kapitel 2.3 bei unsymmetrischen Sandwellen schematisch dargestellt.

a) Flugrichtung 301,5°

Windgeschw.: 2,6 m/s

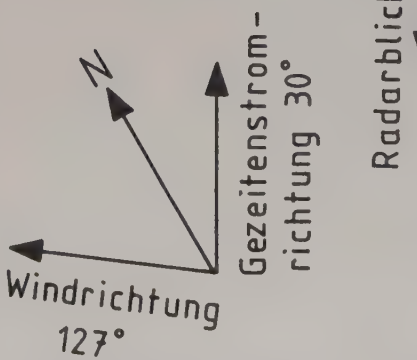


Gezeitenstromgeschw.:
0,4 - 0,5 m/s

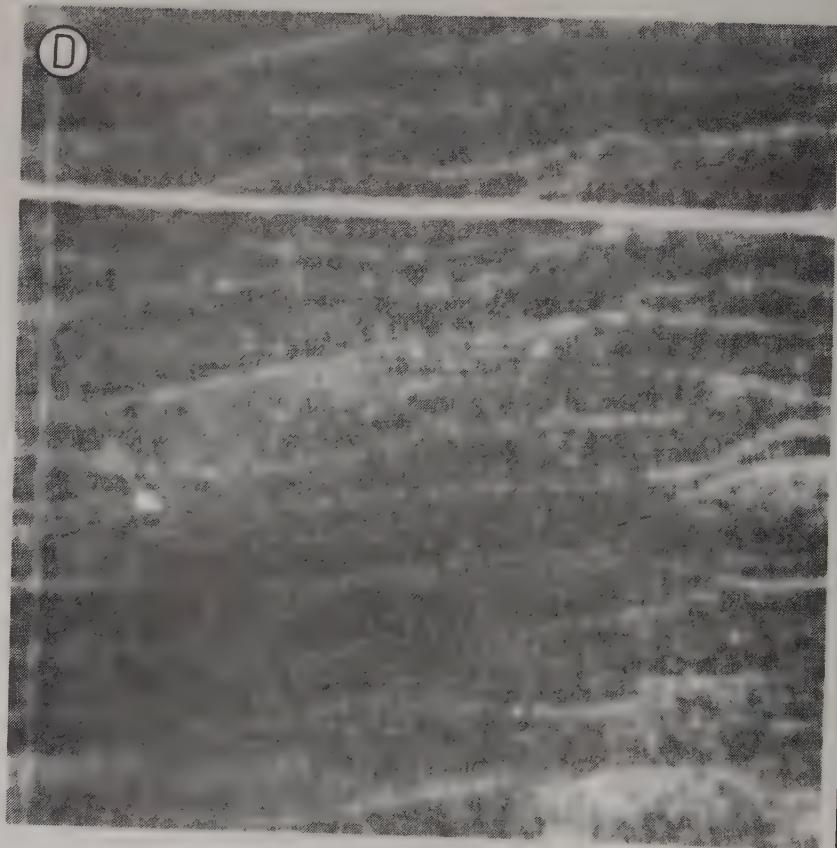


b) Flugrichtung 301,5°

Windgeschw.: 3,1 m/s

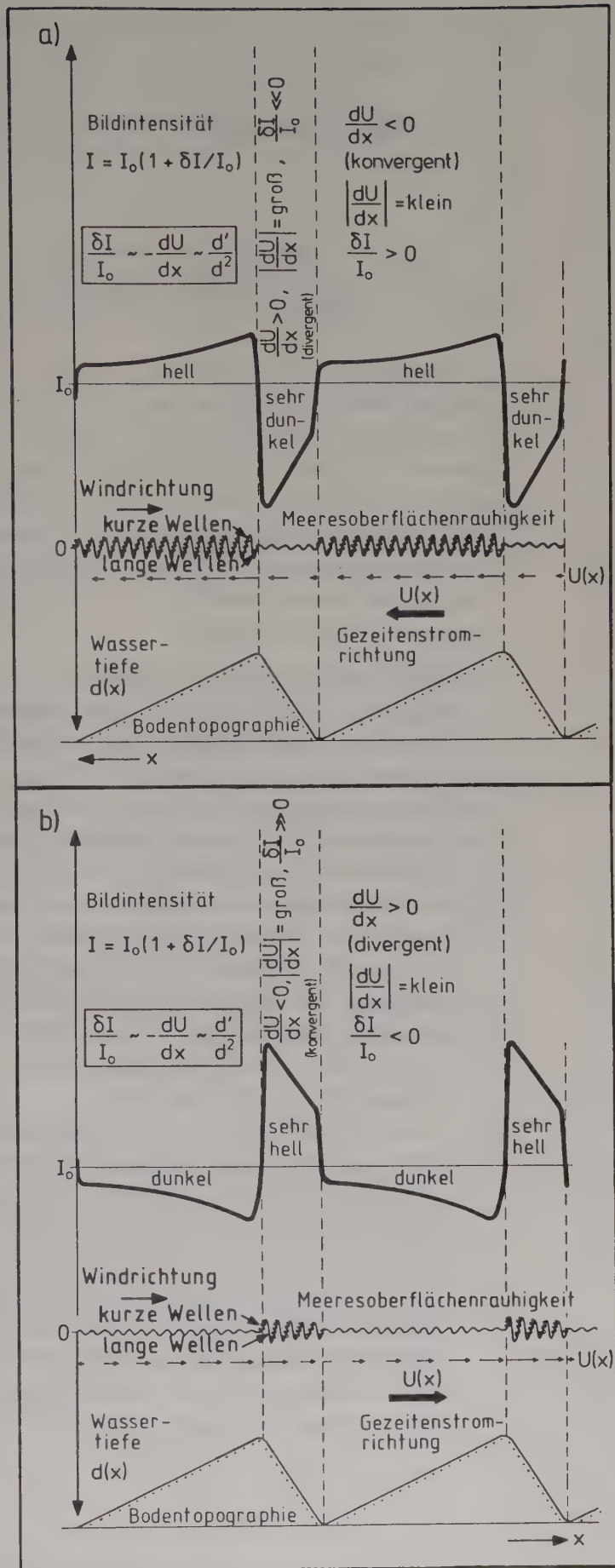


Gezeitenstromgeschw.:
0,6 - 0,7 m/s



0 m 1000

- Abb. 44a. X-Band RAR-Bild von **unsymmetrischen** Sandwellen im Seegebiet vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Seegebiet ① in der Abb. 27) vom 11. Oktober 1977, 09.15 UTC; Flughöhe ca. 1829 m (mit Genehmigung von G. P. de Loor, TNO); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben.
- b. X-Band RAR-Bild von **unsymmetrischen** Sandwellen im gleichen Seegebiet wie bei Abbildung 44a vom 14. Oktober 1977, 16.25 UTC; Flughöhe ca. 1524 m mit weiteren Angaben wie bei Abbildung 44a.



- Abb. 45a. Schematische Darstellung des Abbildungsmechanismus bei **unsymmetrischen** Sandwellen im K_a - und X-Band RAR, wenn die Theorie der schwachen hydrodynamischen Wechselwirkung in Verbindung mit dem **Zweistufenprozeß** nach Gleichung (60) angewendet wird.
- b. Wie bei Abbildung 45a, jedoch bei **entgegengesetzter** Strömungsrichtung; weitere Erklärungen erfolgen im Text.

5.2 Ergebnisse des Vergleichs

5.2.1 L-Band SAR Daten

Der Vergleich der Simulation mit den L-Band Radardaten (ohne Einfluß sehr geringer Wassertiefen) hat gezeigt, daß bei Vernachlässigung der Advektion und den einfachen Annahmen von Kapitel 2.1, die Modulation der totalen Radar-rückstreuung nach Gl. (36) und (73) bei bodentopographischen Großstrukturen ($\Lambda_B \geq 1000$ m) qualitativ und quantitativ ausreichend genau beschrieben wird. Dazu ist es aber notwendig, die ozeanographischen und meteorologischen Umgebungsparameter und deren Abhängigkeit voneinander genau zu kennen. Im einzelnen können zum Vergleich der Radardaten mit der Simulation folgende Aussagen gemacht werden:

- Die Relaxationsrate nach Hughes (1978), die bei der Simulation benutzt wurde (Gl. (83)), kann in erster Näherung mit befriedigendem Ergebnis auch bei der Abbildung der Bodentopographie in der südlichen Nordsee verwendet werden.
- Die Abhängigkeit der Relaxationszeit von der Windgeschwindigkeit, der Wellenzahl der Oberflächenwellen und anderer noch experimentell zu bestimmender Parameter ist jedoch noch nicht vollständig verstanden und muß weiter intensiv untersucht werden.
- Es hat sich weiterhin gezeigt, daß der Strömungsgradient sehr gut bekannt sein muß. Das heißt, bei Anwendung der Kontinuitätsgleichung muß die Neigung der Bodentopographie bekannt sein. Weil die lokale Wassertiefe entscheidend in die Gl. (36) und (73) eingeht, muß insbesondere in Seegebieten mit großen Gezeitenhuben der augenblickliche Wasserstand genau abgeschätzt werden können.
- Weiterhin ist der Radar-Abbildungsmechanismus beim L-Band nach Gl. (36) und (73) vom Radarblickwinkel und der Abbildungsgeometrie (Abb. 9) abhängig. Hinweise über die Abhängigkeit der Radarsignatur vom Blickwinkel findet man insbesondere bei der Auswertung von Radarbildern von Shuchman et al. (1985). Eine generelle Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen findet man in Alpers und Hennings (1984).
Eine endgültige Aussage über die Abhängigkeit der Radarabbildung vom Blickwinkel kann nicht gegeben werden, weil zu wenig Daten (siehe Kapitel 9) in Abhängigkeit der anderen ozeanographischen und meteorologischen Umgebungsparameter vorliegen.

- Die Radarabbildung der Bodentopographie bei sehr geringen Wassertiefen wird zusätzlich durch die starke Wechselwirkung (Wellenbrechung) moduliert, wobei der Rückstreuprozeß noch weitgehend unbekannt ist. Wird die Wassertiefe sehr gering oberhalb der Bodentopographie, dann wird die Modulation der Radarrückstreuung unsymmetrisch. Dabei ist die negative Modulation oft weitaus geringer als die positive Modulation (Abb. 30 und Abb. 58 in Teil II).
- Die Simulation der Radarrückstreuung bei der Abbildung von unsymmetrischen Sandwellen im Bristol Kanal zeigt, daß die simulierte Modulation ausreicht, um auch die Radarbildstrukturen in verhältnismäßig tiefem Wasser ($d_0 \approx 45$ m) zu erklären.

5.2.2 K_a -Band RAR Daten

Der Vergleich der Simulation mit den K_a -Band Radardaten der Oosthinder Bank zeigt, daß die Theorie von Kapitel 2.3 die Modulation der Radarrückstreuung beschreiben kann. Danach ergibt sich bei den K_a - und X-Band Daten (Abb. 3, 38 und 44) sowohl eine positive als auch eine negative Modulation; diese Aussagen und Messungen sind aber umstritten (siehe van Gastel, 1987a, 1987b, 1988). So bekommt van Gastel (1987a) bei Verwendung eines additiven Quellterms in Gleichung (4), der die nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den kurzen Wellen beschreibt, vorwiegend eine negative Modulation der Energiedichte heraus. Radardaten widersprechen dem jedoch (Abb. 38). In Übereinstimmung mit van Gastel (1987a, 1987b, 1988) ergibt sich auch hier bei der K_a -Band Simulation nach Gleichung (60) eine große Änderung der Energiedichte der Kapillarwellen, damit die maximale Modulation der Bildintensität von

$$\left(\frac{\delta I}{I_0} \right)_{\text{RAR max}} = 0,5 \quad (84)$$

bei der Oosthinder Bank (Abb. 38) erklärt werden kann. Dabei muß der Modulationsparameter in Gleichung (60) den Wert $m = 1384$ annehmen, um die maximale Bild-Modulation von Gleichung (84) zu erreichen. Van Gastel (1987a) erhält bei geringen Windgeschwindigkeiten (≤ 4 m/s) und bei Werten von $k \geq 260 \text{ m}^{-1}$ sowie einer Strömungsänderung von $\pm 20\%$ den Faktor 1000 für die Modulation der Energiedichte.

Im einzelnen können hier folgende Aussagen gemacht werden:

- Im Seegebiet der Hinder Bänke (Abb. 34 und 38) bilden sich die Radarsignaturen annähernd an gleicher Position ab, sowohl im K_a -Band als auch im L-Band. Das heißt, die Modulation der Radarrückstreuung muß an gleicher Stelle erfolgen. Dazu ist es aber notwendig, daß beim sogenannten Zweistufenprozeß, bei der Abbildung im K_a - und X-Band, die längeren Oberflächenwellen eine Wellenlänge von $\lambda \leq 1$ m haben müssen, weil sonst bei größeren Wellenlängen der Einfluß der Advektion nicht mehr vernachlässigt werden kann (Thompson, 1986). Das heißt, bei längeren Oberflächenwellen ($\lambda > 1$ m) wäre dann schon alleine aus diesem Grund die Phase ε_{ad} zwischen der Modulation der Radarrückstreuung und der Bodentopographie $> 90^\circ$.
- Die Theorie nach Gleichung (60) kann ebenfalls die Abbildung von unsymmetrischen Sandwellen im K_a -Band erklären, wobei hier nochmals gesagt werden muß, daß der Modulationsparameter m in Gleichung (58) als *unbekannt* anzusehen ist. Er kann lediglich abgeschätzt werden, wenn man Gleichung (60) nach m auflöst. Dabei wird für die maximale Radarrückstreuomodulation $(\delta\sigma(x)/\sigma_0)_{RAR \max}$ die gemessene maximale Modulation der Bildintensität $(\delta I(x)/I_0)_{RAR \max}$ in Gleichung (60) eingesetzt. Bei der Simulation der Radarrückstreuung von *unsymmetrischen Sandwellen* in der südlichen Nordsee wurde bei $m = 996$ eine negative maximale Modulation von:

$$\left(\frac{\delta\sigma(x)}{\sigma_0} \right)_{RAR \max} = -0,25 \quad (85a)$$

und eine positive maximale Modulation von:

$$\left(\frac{\delta\sigma(x)}{\sigma_0} \right)_{RAR \max} = +0,09 \quad (85b)$$

berechnet (Abb. 42b, Kurve für $U_0 = 0,8$ m/s). Wenn dazu das K_a -Band RAR-Bild der Abbildung 40 zum Vergleich herangezogen wird, so scheinen die Werte von Gl. (85a) und (85b) realistisch zu sein. Die Simulation wurde mit einer Windgeschwindigkeit von $U_w = 9,0$ m/s vorgenommen, da die Angaben von $U_w = 13,0$ m/s (Abb. 40) auf dem Radarfilm nicht mit anderen Beobachtungen während des Überflugs übereinstimmen. Wenn die Ergebnisse der Simulation bei variabler Oberflächenströmung (Abb. 42a und 42b) mit den Ergebnissen bei variabler Wassertiefe (Abb. 43a und 43b) verglichen werden, so ist zu erkennen, daß die Variationsbreite der maximalen Modulation bei Änderung der Wassertiefe geringer ist als bei Änderung der Oberflächenströmung bei den jeweils angenommenen Intervallen von $0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$ und von $20 \text{ m} \leq (h_0 + \zeta_w) \leq 29 \text{ m}$.

- Wie aus der Abbildung 40 zu erkennen ist, ist die Radarabbildung der Bodentopographie im K_a -Band in erster Näherung nicht abhängig vom Radarblickwinkel. Dieses gilt auch bei der Abbildung im X-Band (de Loor, 1981; Wadsworth und Piau, 1983). Die K_a -Band Radarbilder der Abb. 3, 4, 38 und 40 sind bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von $U_w = 11,0 \text{ m/s}$ aufgenommen worden. Yuen et al. (1986) nehmen an, daß der Effekt durch die langen Wellen größer wird, wenn auch die Windgeschwindigkeit zunimmt. Bei den K_a -Band Daten ist diese Aussage zu bestätigen. Dagegen ist die Windgeschwindigkeit bei den X-Band Daten (Abb. 44) mit $U_w \approx 3,0 \text{ m/s}$ gering, und trotzdem wird die Bodentopographie deutlich abgebildet.

6. Radarsignaturen von Wellenbrechung im Flachwasser im Seegebiet vor Sylt

In der Abbildung 46 sind zwei Radarbilder gezeigt, die während des Maritime Remote Sensing (MARSEN)–Experimentes am 27. September, 1979 um 08.40 UTC (Streifen A) und um 09.39 UTC (Streifen B) mit dem APD–10 SAR–System (X–Band) an Bord eines U.S.–amerikanischen RF–4 Flugzeuges der United States Air Force of Europe (USAFE) südwestlich der Insel Sylt (Seegebiet © in Abb. 26) aufgenommen wurden. Eine detaillierte Beschreibung des APD–10 Radarsystems findet man bei Lyzenga und Shuchman (1983) sowie bei Shuchman et al. (1983). Einige APD–10 Radarparameter sind in der Tabelle im Anhang 1 aufgelistet. Die Flughöhe betrug 3139 m und die Fluggeschwindigkeit war 216 m/s. Die gesamte Streifenbreite auf der Erdoberfläche beträgt 18,5 km. Die Bilddaten werden jedoch auf einem 24 cm Film in vier Teilstreifen (Streifen A, B, C und D) von jeweils 4,6 km Breite prozessiert, wobei sich angrenzende Teilbereiche um 0,46 km überlagern. Die Einfallswinkel lagen bei diesen Flügen entsprechend der gesamten Streifenbreite zwischen 43° und 82° . Die Radarbilddaten der Abbildung 46 sind von Dr. W. Rosenthal, GKSS–Forschungszentrum Geesthacht GmbH, zur Verfügung gestellt worden.

In der Abbildung 46 ist deutlich die zunehmende Bildstrichlänge in Abhängigkeit der Distanz R zwischen dem Sensor und den Zielobjekten bei den Teilstreifen A und B zu erkennen. Weiterhin beobachtet man die Abhängigkeit der Bildstrichlänge von der Wassertiefe, wenn die Radarsignaturen mit der bathymetrischen Karte der Abbildung 47 verglichen werden. Insbesondere bilden sich auch die halbmondförmigen Topographiestrukturen der Sände Hörnumknobs, Holtknobs und Jungnamensand im Radarbild ab.

Um 08.40 UTC (05 h 34 min vor Hochwasser Helgoland) wurde am Pegel Hörnum ein Wasserstand von $\zeta_w = 4,58$ m beobachtet. Zu den Tiefenangaben der bathymetrischen Karte der Abbildung 47 sind demnach noch für den Zeitpunkt des Überflugs 0,76 m zu addieren. Um 09.39 UTC (04 h 35 min vor Hochwasser Helgoland) wurde am Pegel Hörnum ein Wasserstand $\zeta_w = 4,3$ m abgelesen. Während dieses Zeitpunktes des Überflugs sind zu den Tiefenangaben (Abb. 47) 0,48 m zu addieren.

Die Abbildung 48 zeigt den vergrößerten Radarbildausschnitt (umrahmtes Quadrat im Streifen A der Abb. 46) vom Seegebiet des Jungnamens Sandes. In der Abbildung 49 sind ausgewählte Grauwertprofile des Flachwasserbereiches gezeigt. Die Zeilen und Spalten der Grauwertprofile sind der Abbildung 48 zu entnehmen. Anhand dieser Grauwertprofile wurde eine signifikante Bildstrichlänge abgeschätzt. Bei insgesamt 14 ausgewählten Profilen wurde zunächst die Anzahl der Bildstrichlängen in den einzelnen Profilen bestimmt, die zusammenhängend über einen Bereich von ≥ 10 Pixel (≥ 50 m) erhöhte

Grauwerte zum lokalen Hintergrundsignal aufweisen. Die Anzahl dieser Bildstrichlängen beträgt 54 und die mittlere Länge umfaßt 25 Pixel, was umgerechnet etwa 125 m entspricht.

Die mittlere berechnete Bildstrichlänge bei Lyzenga und Shuchman (1983) beträgt für den Teilstreifen A (Flug 12–4) vom 27. September, 1979 (09.12 – 09.17 UTC) ungefähr 50 m; das dort analysierte SAR-Bild wurde im Seegebiet nahe der "Forschungsplattform Nordsee" ($54^{\circ}42'00''$ N, $07^{\circ}10'30''$ E) bei einer Wassertiefe von 30 m aufgenommen. Die im Flachwasser des Jungnamensandes abgeschätzte Bildstrichlänge ist um den Faktor 2,5 größer als im tiefen Wasser. Es wird hier angenommen, daß die zusätzlich reduzierte azimutale Auflösung dadurch entsteht, daß zunächst die geringe Wassertiefe in Gleichung (80) die Kreisfrequenz $\hat{\omega}$ bestimmt und daß die Wellen brechen. Lyzenga und Shuchman (1983) interpretieren dieses Phänomen (engl.: elongated streaks) ebenfalls aufgrund von Wellenbrechung.

Eine erste Abschätzung für die Größenordnung der Beschleunigung $\hat{a}_r$ im Flachwasser des Jungnamensandes kann mit Gleichung (76) erfolgen

$$\hat{a}_r = \frac{2 \cdot V}{\pi \cdot R \cdot T} \sqrt{\rho_a'^2 - \rho_a^2} \quad (86)$$

Werden $\rho_a' = 125$ m, $\rho_a = 3$ m, $V = 216$ m/s, $R = 5613$ m und $T = 0,15$ s in die Gleichung (86) eingesetzt, so erhält man für $a_r = 20$ m/s². Das entspricht ungefähr den Faktor 2 der Gravitationsbeschleunigung g .

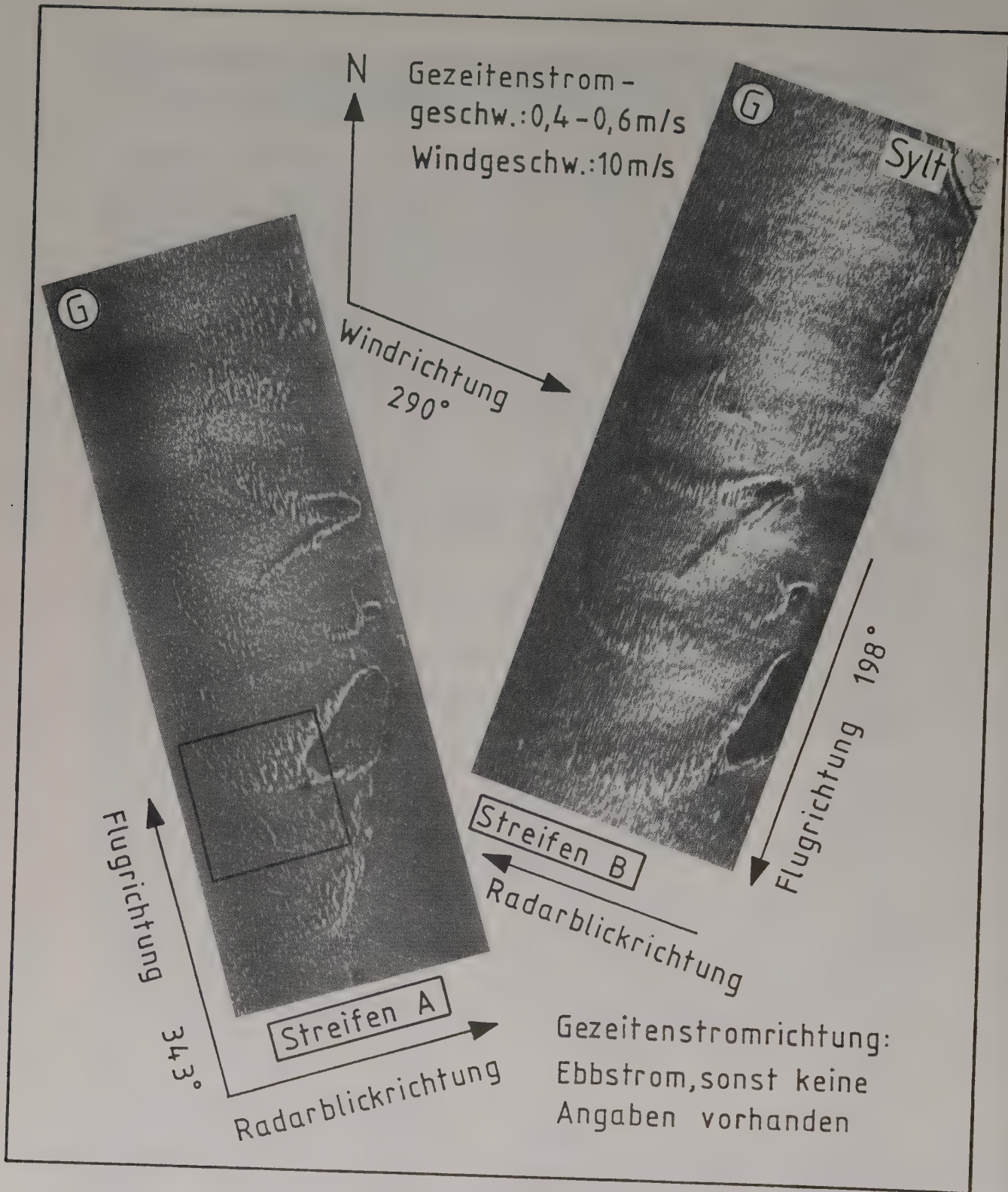


Abb. 46. APD-10 SAR-Bilder vom 27. September 1979, 08.40 UTC (Streifen A) und um 09.39 UTC (Streifen B) des Seegebietes südwestlich von Sylt. Die Bodenbedeckung der jeweiligen Radarbildstreifen ist auch in der bathymetrischen Karte (Abb. 47) eingezeichnet.

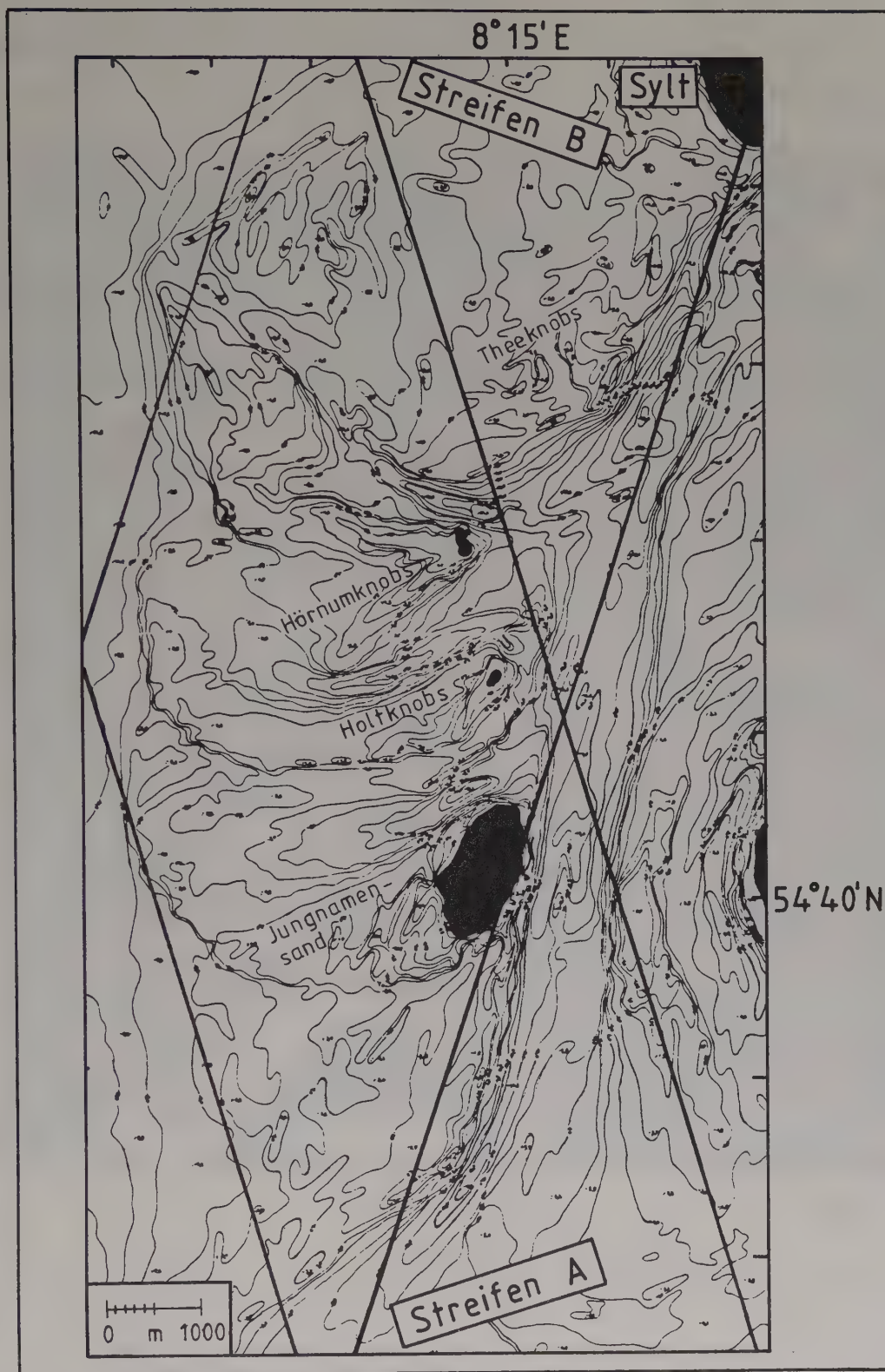


Abb. 47. Bathymetrische Karte des Seegebietes südwestlich der nordfriesischen Insel Sylt (Seegebiet © in Abb. 26) in der Deutschen Bucht. Die Tiefenlinien sind oberhalb NN-2 m in Äquidistanzen von 0,25 m dargestellt, von NN-2 m bis NN-6 m in Äquidistanzen von 1 m und darüber hinaus von 2 m. Seekartennull (Mittleres Spring-Niedrigwasser) = NN-1,18 m bezogen auf den Pegel Hörnum (54°45'37" N, 8°17'52" E); Pegel Null = NN-5,00 m. (modifiziert aus: Küstenkarten Nr. 1214K, Hörnum und Nr. 1314K, Amrumbank; 1977, 1. Ausgabe, Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen).

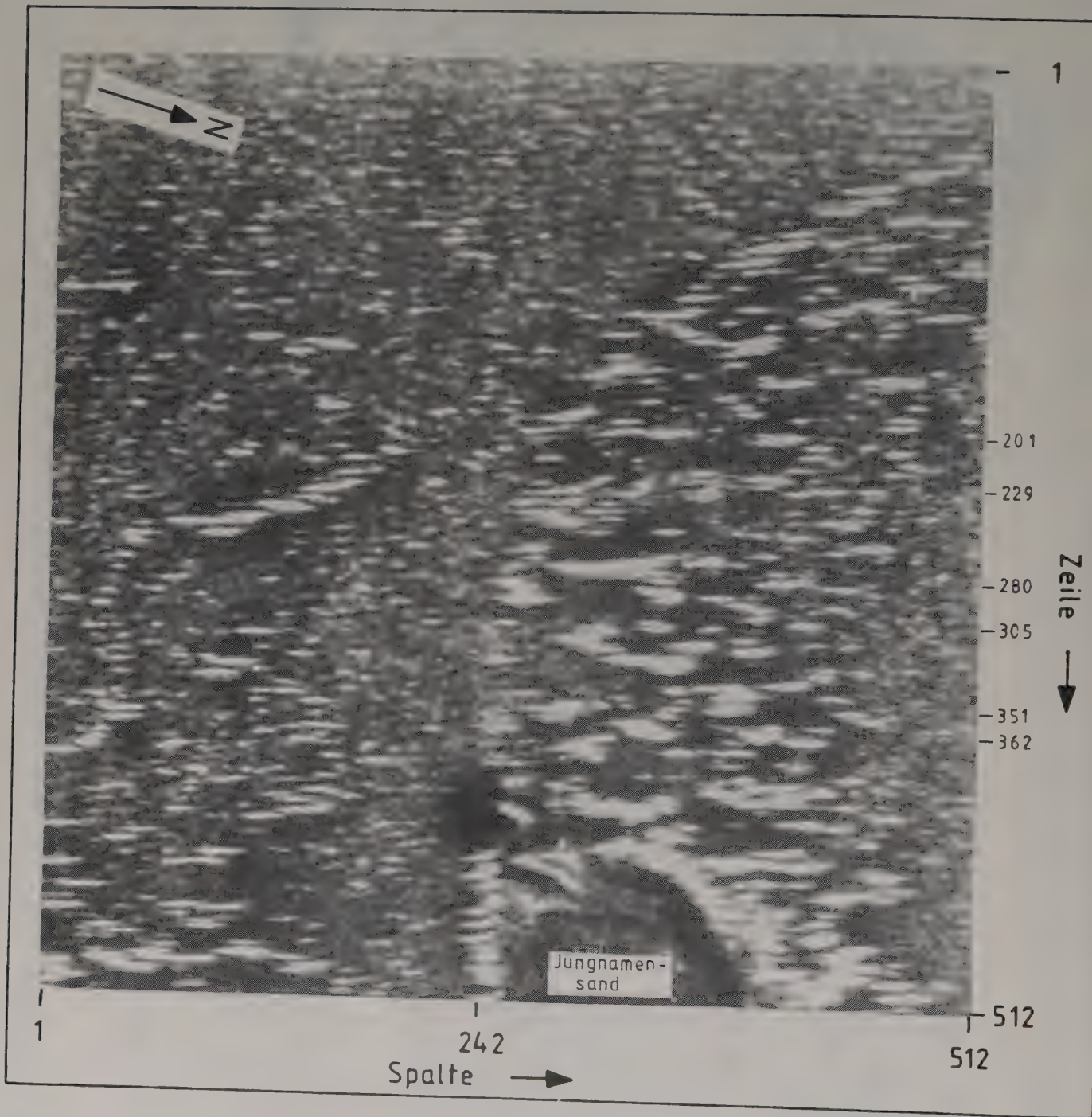
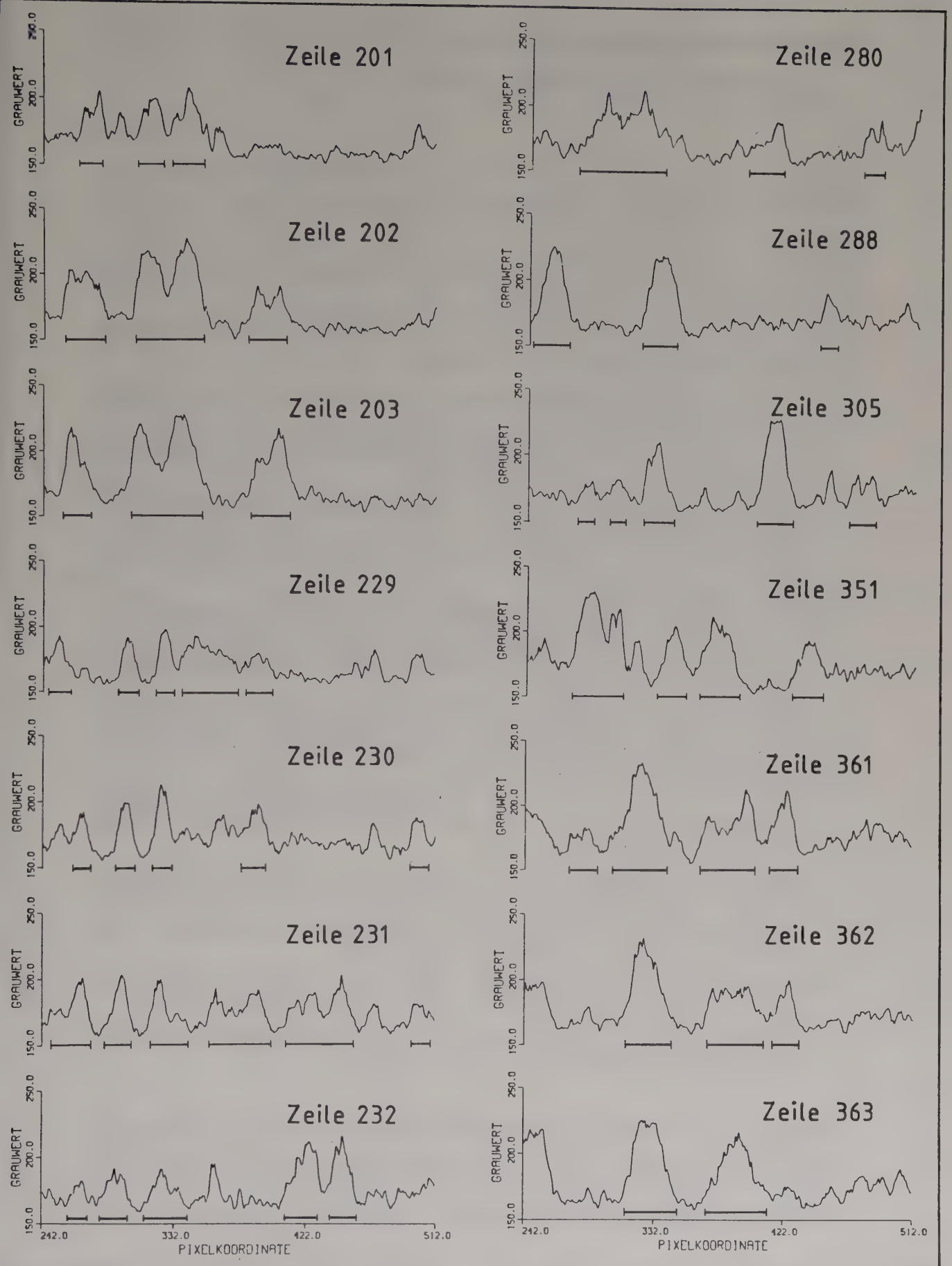


Abb. 48. Vergrößerter Radarbildausschnitt von Streifen A (siehe Abb. 46) vom Seegebiet des Jungnamen Sandes. Eingezeichnet sind ebenfalls die Spalten- und Zeilennummern der Grauwertprofile von Abbildung 49.

Abb. 49. Ausgewählte Grauwertprofile im Flachwasser des Jungnamen Sandes (für die Angabe der Koordinaten der einzelnen Profile siehe auch Abbildung 48); — Bildstrichlänge von zusammenhängend ≥ 10 Pixel (≥ 50 m) erhöhter Grauwerte zum lokalen Hintergrund.



7. Anwendungsmöglichkeiten der bodentopographischen Radarsignaturen

Die Bedingung für die Anwendungsmöglichkeiten bodentopographischer Radarsignaturen ist die *Kenntnis des Radarabbildungsmechanismus* (siehe dazu Kapitel 2). Erste mögliche Anwendungsbeispiele werden von Kenyon et al. (1981), McLeish et al. (1981), Hennings (1983), Kasischke et al. (1983), Kenyon (1983), Wadsworth und Piau (1983), Wadsworth et al. (1983), Hennings (1985), Harris et al. (1986) und Hennings (1986) aufgezeigt und diskutiert.

Danach ergeben sich aus der Abbildung der Radarsignaturen insgesamt folgende Kenntnisse und Möglichkeiten der Anwendung:

1. Wenn die Strömungsverhältnisse bekannt sind, ergibt sich der Hinweis über vorhandene lokale Bodentopographiestrukturen oder anderer submariner Hindernisse, wie beispielsweise Wracks (McLeish et al., 1981), insbesondere in unzureichend vermessenen Seegebieten.
2. Wenn die Topographieverhältnisse bekannt sind, erhält man Hinweise über die lokale augenblickliche (Gezeiten-) Strömungsrichtung, insbesondere in wenig erforschten Seegebieten (Beispiel: Bahama Bank, Tongue of the Ocean; Kasischke et al., 1983).
3. Abschätzung der horizontalen Skalen der Bodentopographiestrukturen.
4. Abschätzung der Wassertiefe, wenn die minimale Topographiehöhe bekannt ist, die zur Modulation der Radarbildintensität führt (Beispiel: Bristol Kanal, Harris et al., 1986).
5. Abschätzung der Wassertiefe, wenn die minimale Skala der Kammlinien bekannt ist, die zur Modulation der Bildintensität führt (Beispiel: Bristol Kanal, Harries et al., 1986).
6. Kartierung der Kammlagen bzw. Formen von Sandbänken und Sandwellen (Beispiele: Bristol Kanal, Kenyon, 1983; südliche Nordsee (Sandettie Bank), Hennings, 1985; Abb. 54).
7. Region des Abhangs (engl.: bottom slope) einer Sandbank oder Sandwelle.
8. Aus der Orientierung der Kammlagen (konkav, konvex) ist die dominierende Strömung (Ebb- oder Flutstrom) identifizierbar; somit sind auch lokale Sandtransportbahnen deutbar (Hennings, 1985).
9. Verifizierung von Hypothesen über Sandtransportvorgänge (Beispiel: Bristol Kanal und südliche Nordsee; Kenyon et al., 1981; Kenyon, 1983).
10. Routenwahl bei der Verlegung von Erdöl- oder Gasleitungen in der Explorationsindustrie (Wadsworth und Piau, 1983).

Weiterhin ist die Überwachung der Bodentopographie durch deren Radarsignaturen in den Seegebieten wichtig, wo Tiefwasserwege geplant oder bereits schon vorhanden sind. Eine großräumige Verlagerung der Sandbänke und Sandwellen kann die Schifffahrt erheblich gefährden. Wiederholte Vermessungen in der

südlichen Nordsee und im Bristol Kanal haben gezeigt, daß die Bodentopographie sehr variabel sein kann (Burton, 1977; Harris et al., 1986).

In der Abb. 50a und 50b sind beispielsweise die unterschiedlichen Positionen der Sandbänke South Falls und Sandettie in der südlichen Nordsee in Seekarten gezeigt. Der Ausschnitt der Seekarte der Abbildung 50a ist aus dem Jahre 1920, und der Ausschnitt der Seekarte von Abbildung 50b ist aus dem Jahre 1981. In der Abbildung 50c sind die Informationsinhalte beider Seekartenausschnitte von Abbildung 50a und Abbildung 50b überlagert worden. Man erkennt, daß innerhalb von 61 Jahren eine erhebliche Verlagerung von South Falls sowie teilweise beträchtliche Verlagerungen der Sandettie Bank stattgefunden haben. Die Hauptverlagerungsrichtungen sind in der Abbildung 50c durch Pfeile gekennzeichnet. Die South Falls Bank hat sich demnach im Uhrzeigersinn gedreht. Die Kammlage hat sich von rechtweisend 10° auf 16° verändert. Der Drehpunkt liegt bei $51^\circ 21' \text{ N}$ und $01^\circ 47' \text{ E}$. Auf dem Breitenparallel von $51^\circ 27' \text{ N}$ hat sich die 20 m – Tiefenlinie um ca. 1110 m nach Osten verlagert, und auf dem Breitenparallel von $51^\circ 15' \text{ N}$ hat sich die 20 m – Tiefenlinie um ca. 1019 m nach Westen verlagert. Bei der Sandettie Bank hat sich beispielsweise auf dem Meridian $02^\circ 02' \text{ E}$ die Kammlage um ca. 1020 m nach Süden verlagert.

Die Wechselwirkung zwischen der Morphologie des submarinen Bodens und der Wasserzirkulation und sich daraus ergebende mögliche Verlagerungen der Bodentopographie wird von Zimmermann (1981) diskutiert. Dabei ist insbesondere die Orientierung der Sandbank zur Strömungsrichtung entscheidend. Liegt die Sandbank entgegen dem Uhrzeigersinn in Bezug auf die dominierende Strömungsrichtung (Beispiel: South-Falls Bank, Abb. 50), dann haben die Corioliskraft und die Bodenreibung das gleiche Vorzeichen, wodurch die Reststromzirkulation um die Sandbank herum (im Uhrzeigersinn) groß wird.

Wenn nun die Sandbank im Uhrzeigersinn in Bezug auf die Strömungsrichtung liegt (Beispiel: Sandettie Bank, Abb. 50), dann wirkt die Bodenreibung der Corioliskraft entgegen, weil sich durch die Orientierung der Sandbank das Vorzeichen bei der Bodenreibung ändert.

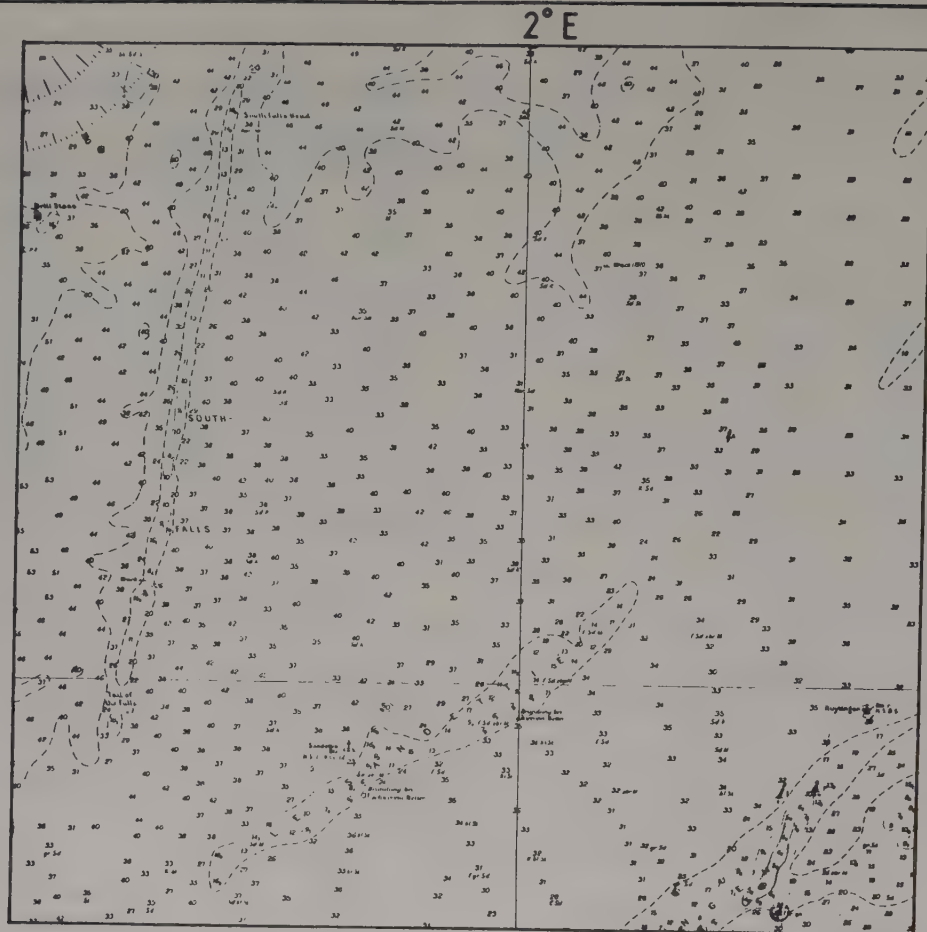


Abb. 50a

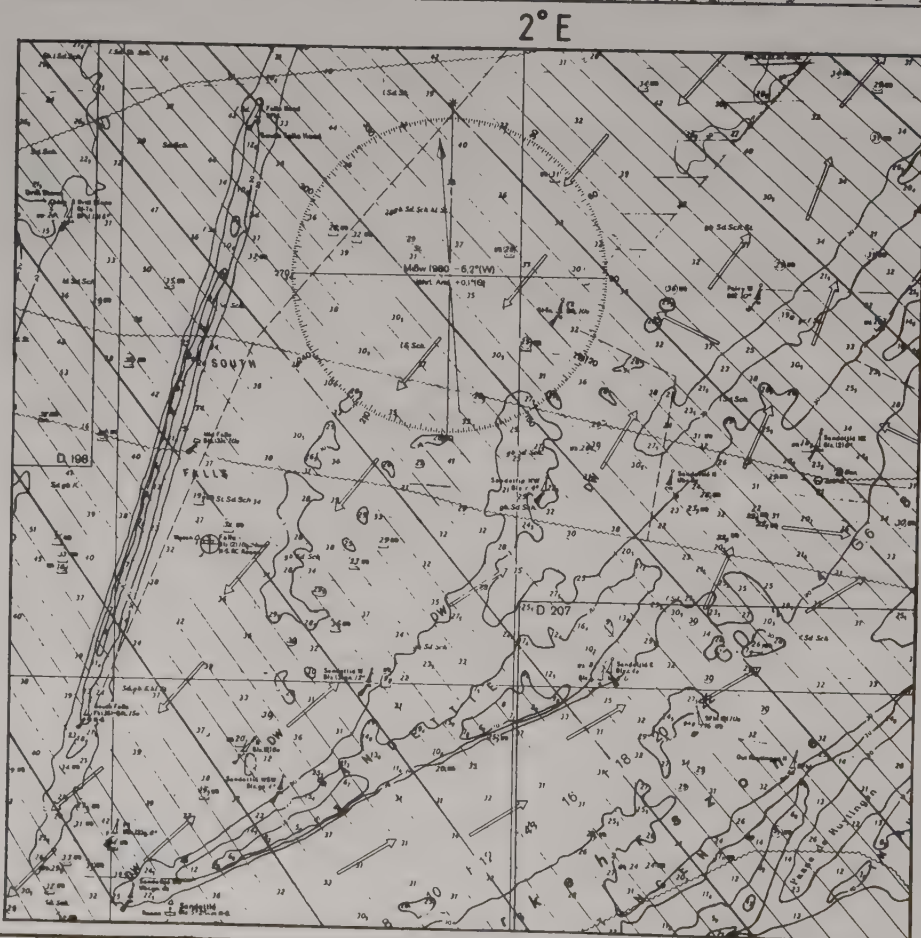
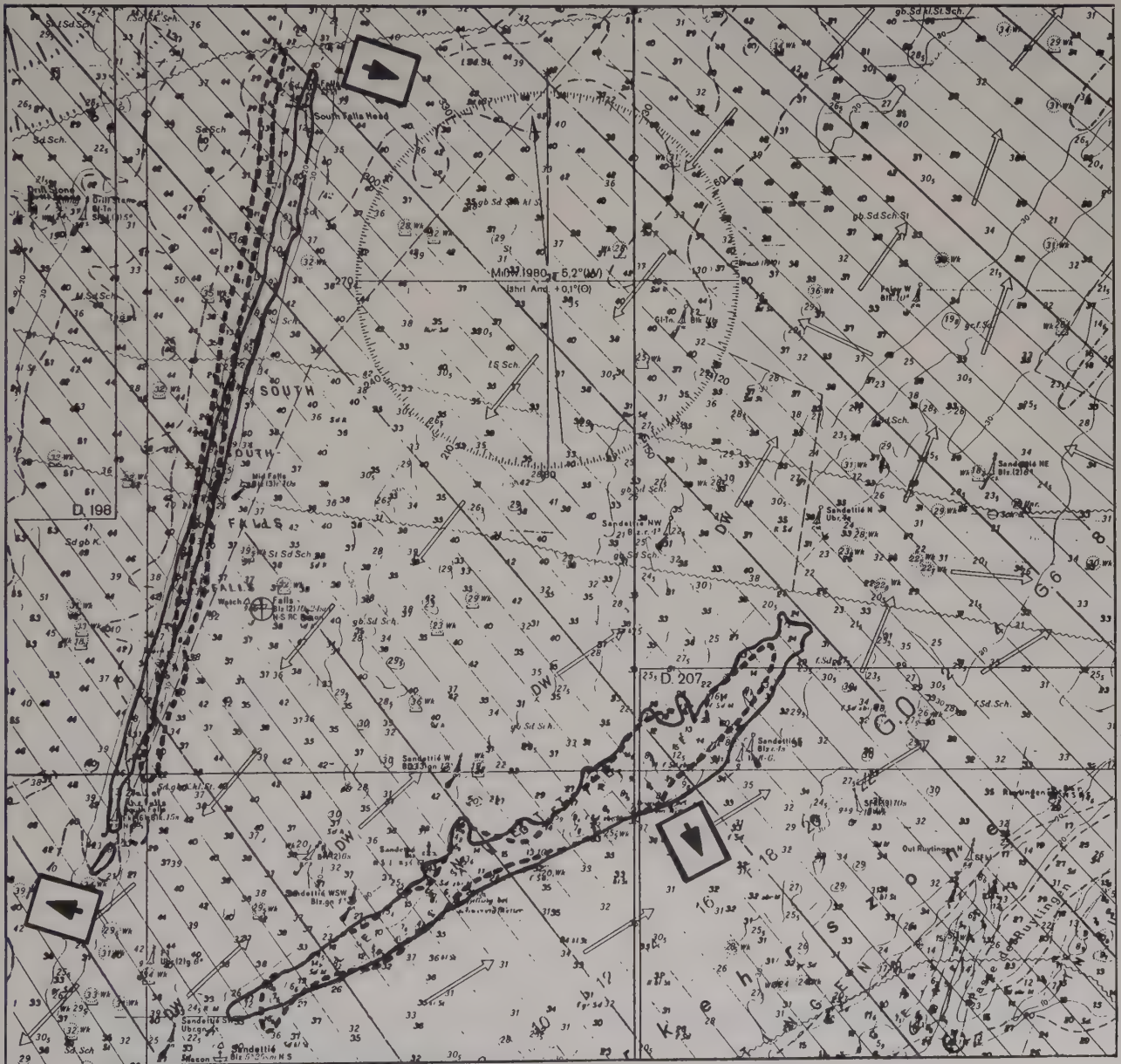


Abb. 50b

2°E



51°
15'
N

Abb. 50c

- Abb. 50a.** Seegebiet der südlichen Nordsee mit den Sandbänken South Falls und Sandtietie (Ausschnitt aus der Seekarte Nr. 196, "Dungeness bis Orfordness und Straße von Dover", Reichs-Marineamt Berlin, Ausgabe: 10. Juli 1920).
- b.** Das gleiche Seegebiet wie bei Abb. 50a, dargestellt 61 Jahre später (Ausschnitt aus der Seekarte Nr. 245^D, "Straße von Dover", Deutsches Hydrographisches Institut (DHI), 5. Ausgabe: 1981, II).
- c.** Überlagerung der Informationsinhalte der Seekartenausschnitte von Abb. 50a und Abb. 50b; das Seegebiet der South Falls Bank und der Sandtietie Bank mit einer Wassertiefe von ≤ 20 m ist aus der Abb. 50a in rot (---) und aus der Abb. 50b in blau (—) dargestellt.

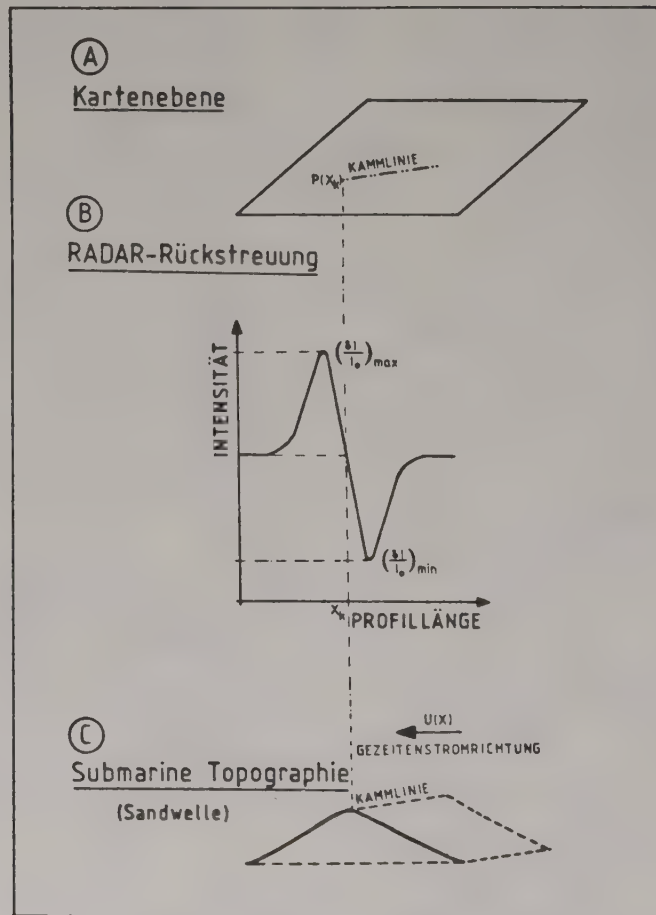


Abb. 51. Vereinfachte Konstruktion eines möglichen Kammlinienverlaufs in der Kartenebene (A) nach gemessener Radarrückstreuung (B) oberhalb einer Sandwelle (C) (aus: Hennings, 1985).

Nach der Theorie zum Abbildungsmechanismus (Kapitel 2) ergibt sich ein scharfer Kontrast in der Bildhelligkeit oberhalb des submarinen Kammlinienverlaufs. In erster Näherung (bei Vernachlässigung der Advektion) wird im Punkt x_K ein Ortspunkt $P(x_K)$ des Kammlinienverlaufs der submarinen Topographie abgebildet. Die Abbildung 51 zeigt einen idealisierten Verlauf einer Kammlinie in der Kartenebene (Hennings, 1985). In der Abbildung 54 ist beispielhaft eine Kartierungsmöglichkeit von Komponenten der submarinen Topographie im Seegebiet der Sandettie Bank gezeigt, die nach Vorlage des Radarbildes der Abbildung 53 vorgenommen wurde (Hennings, 1985). Zum Vergleich zu den bodentopographischen Radarsignaturen der Abbildung 53 ist in der Abbildung 52 die dazugehörige bathymetrische Karte der Sandettie Bank gezeigt.

De Raigniac (1987) hat nach einem Wiederholungsflug mit einem flugzeuggetragenen X-Band SAR gezeigt, daß sich in einem regionalen Seegebiet der Sandettie Bank (Abb. 55) die bodentopographischen Radarsignaturen und folglich auch die submarinen Sandwellen in einem Zeitraum von 7 Jahren (seit den Seasat Radaraufnahmen) nicht verlagert haben.

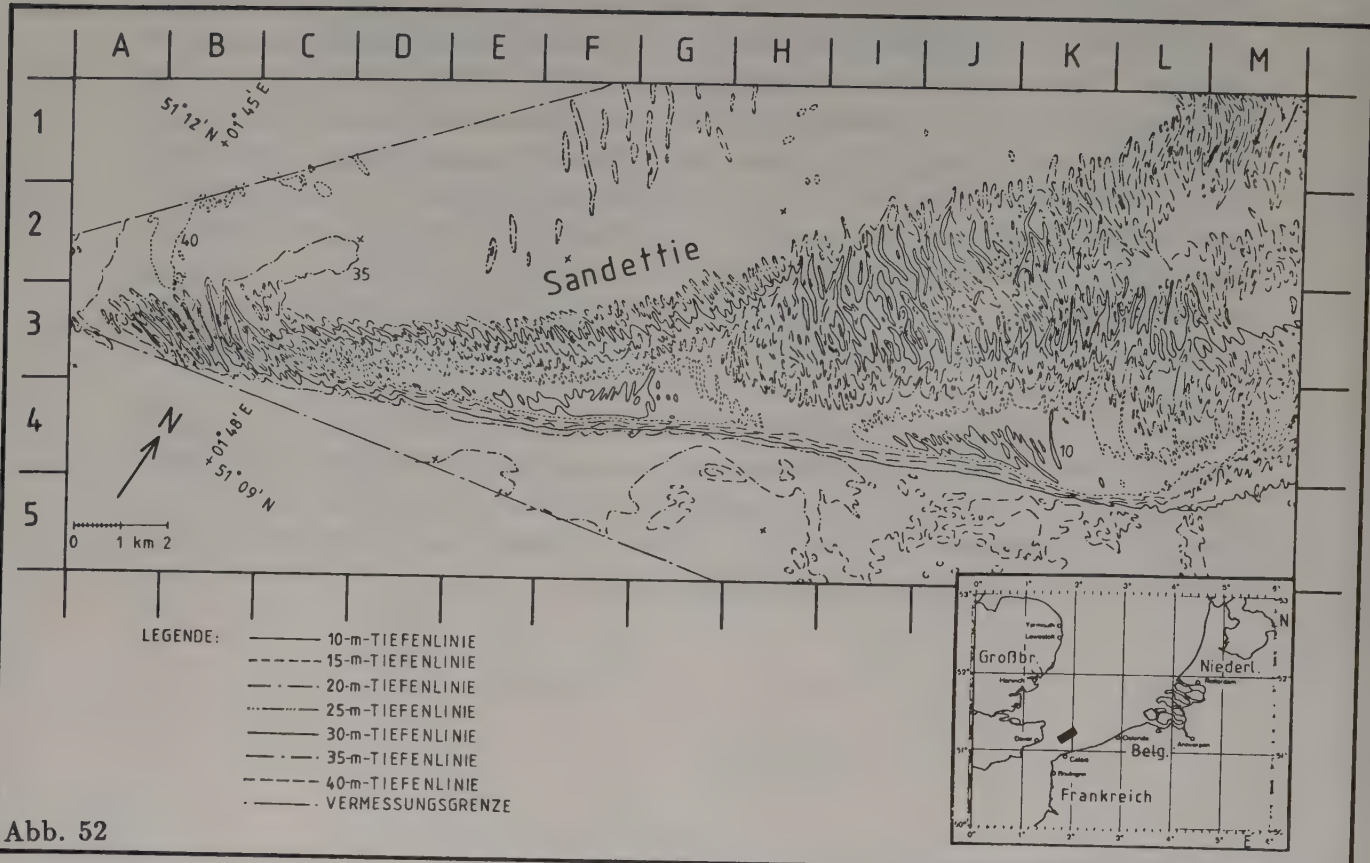


Abb. 52

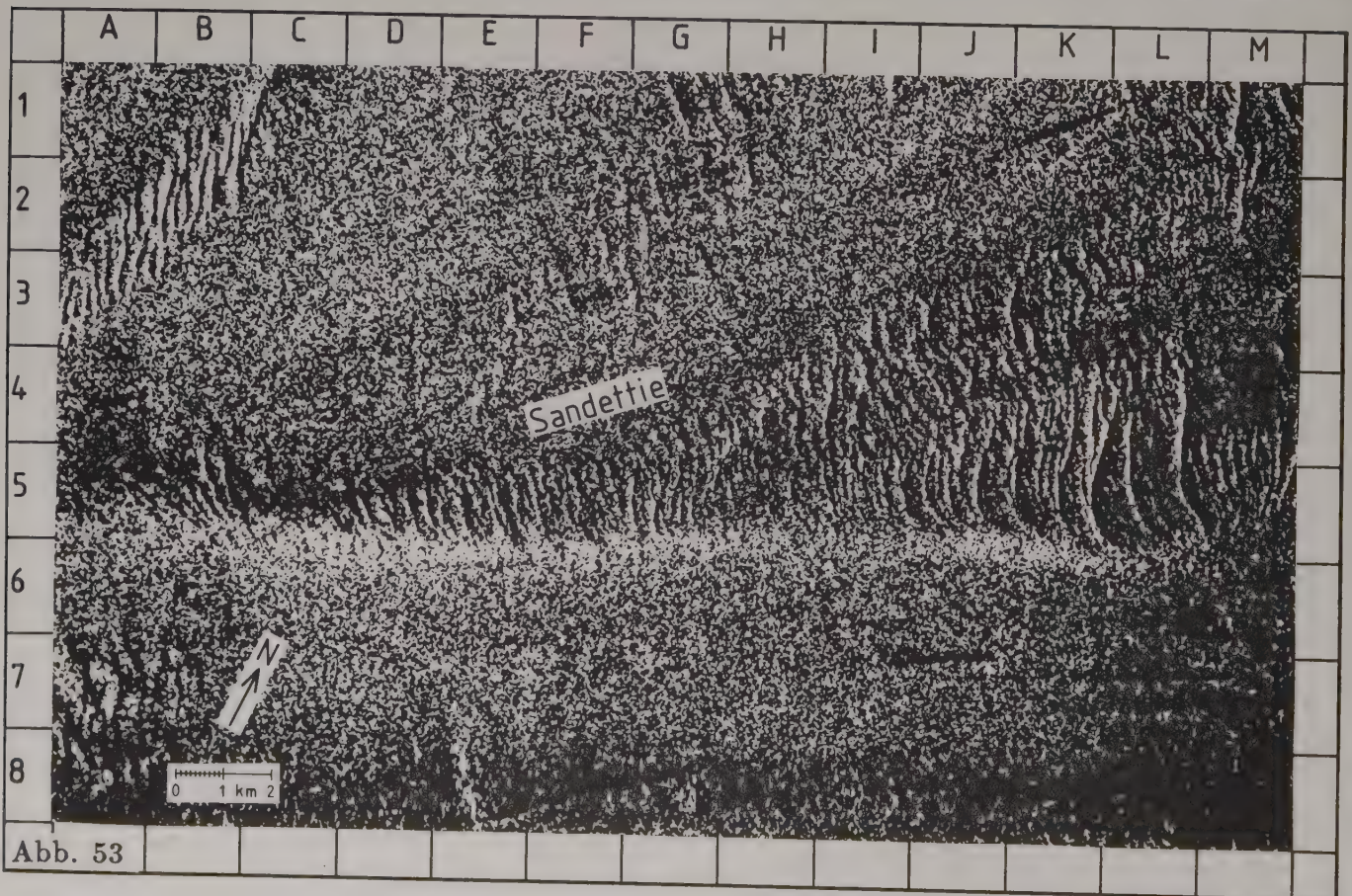


Abb. 53

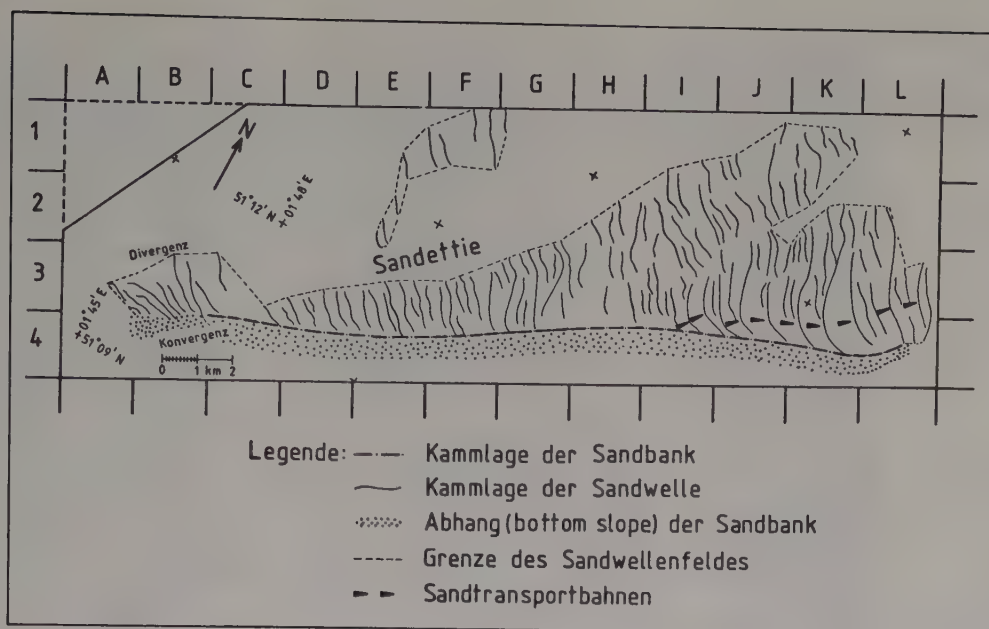


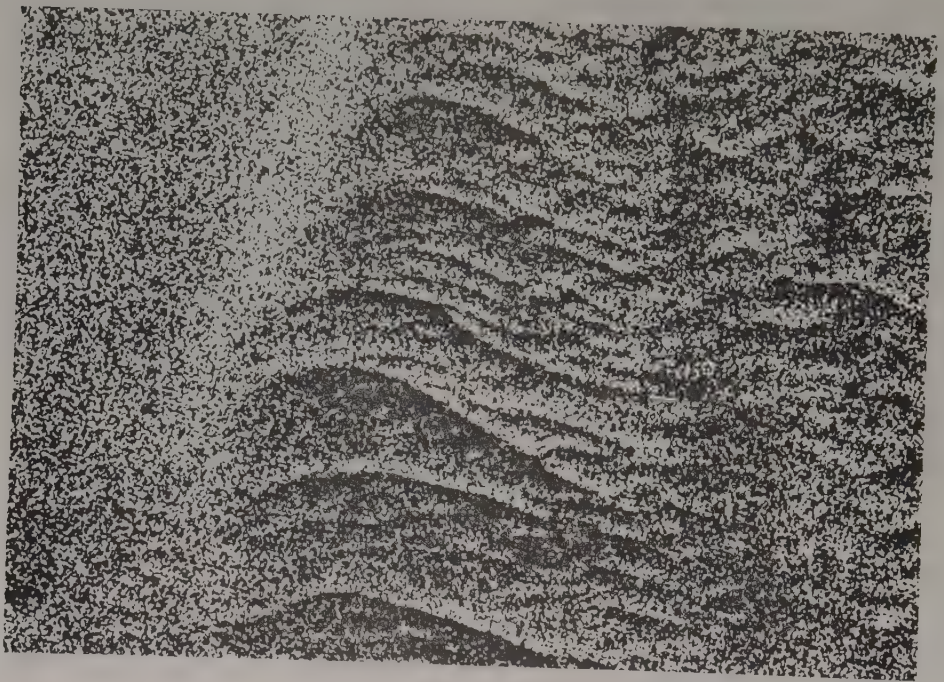
Abb. 54. Kartierung von Komponenten der submarinen Topographie im Seegebiet der Sanddettie Bank nach Vorlage des SAR-Satellitenbildes der Abbildung 53 (aus: Hennings, 1985).



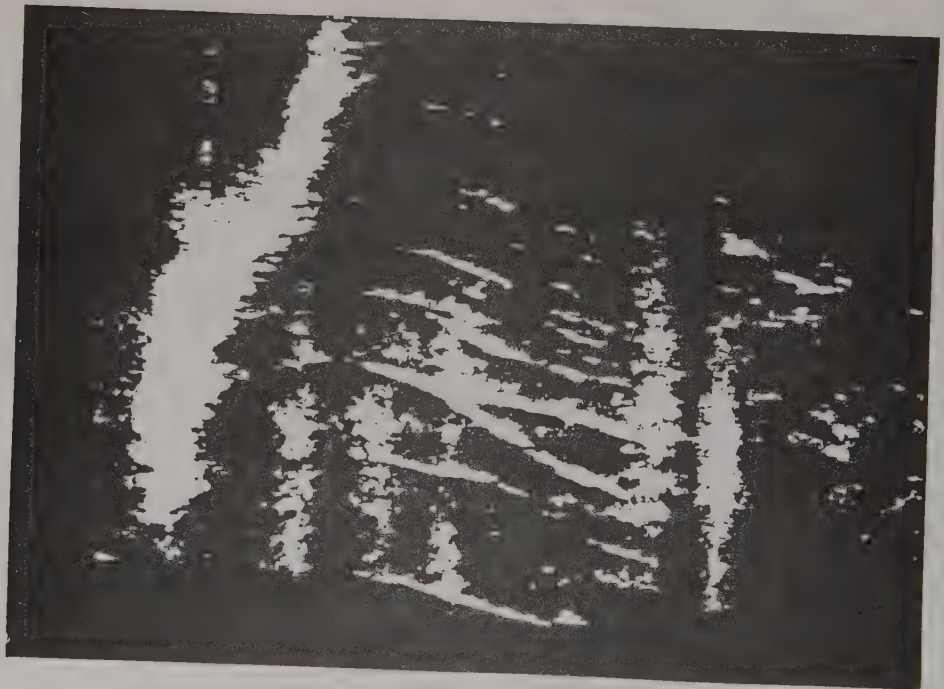
Abb. 52. Bathymetrische Karte des Seegebietes der Sanddettie Bank. Die Tiefenangaben beziehen sich auf das Kartennull, welches gleich dem örtlichen sogenannten mittleren niedrigeren Springniedrigwasser (niederl.: gemiddeld laaglaagwaterspring, L.L.W.S.) ist (aus: Hennings, 1985; nach: "Bevaarbaarheid Sanddettie – Noord Hinder voor 72 ft. schepen (overzichten on diepten en obstakels)"; Survey chart Nr. 81.579, Hrsg.: Rijkswaterstaat, Directie Noordzee, Koopmannsstraat 1, Rijswijk, Nederland 1981).

Abb. 53. Vergrößerter Radarbildausschnitt von der Sanddettie Bank des Seasat SAR-Bildes der Abbildung 1a (aus: Hennings, 1985).

a)



b)



0 1 km 2

Abb. 55a. Vergrößerter Ausschnitt des Seasat L-Band SAR Bildes von Abb. 1a aus dem Seegebiet der Sandettie Bank.
b. Raphael TH X-Band SAR Bild des gleichen Seegebietes wie bei Abb. 55a, aufgenommen im Herbst 1985 (de Raigniac, 1987).

In der Zukunft können sich mögliche Überwachungsaufgaben durch den europäischen Fernerkundungssatelliten ERS 1 der Europäischen Weltraumbehörde (ESA) ergeben, der 1990 gestartet werden soll. Vor allem in den westeuropäischen Gewässern, die zu den durch die internationale Schifffahrt meistbefahrenen Seegebieten der Welt gehören.

Weitere zukünftige Anwendungsmöglichkeiten in Verbindung mit der elektronischen Seekarte (Deutsche Gesellschaft für Ortung und Navigation, 1986; Hartung, 1987) mit maritimen Verkehrssicherungsdiensten (Klinge, 1986; Hartung, 1987) und dem Global Positioning System (GPS) Satellitennavigationsverfahren (Müller und Krauß, 1986) für genaue Ortsbestimmungen müssen in Zukunft diskutiert werden.

Es ist jedoch immer zu bedenken, daß die submarinen Bodentopographiesignaturen nur über *komplexe indirekte Wechselwirkungsprozesse* abgebildet werden, die noch nicht vollständig verstanden sind. Ein exakter Rückschluß auf den genauen Tiefenverlauf der Bodentopographie ist nicht möglich. Daher ist eine sinnvolle Anwendung beispielsweise in der Seevermessung und in der Schifffahrt, nur unter Verwendung der vorhandenen Vermessungstechniken wie Echolot und "Side Scan Sonar" (Flächenechograph) gegeben. In der Positionierung und in der Genauigkeit liegt man bei den modernen Vermessungssystemen schon bei < 5 m. Das ist ungefähr eine Größenordnung besser als die Genauigkeit, die man im Augenblick aus zivilen Satellitendaten erreichen kann.

8. Zusammenfassung und Diskussion

Die Theorie des Abbildungsmechanismus von submariner Bodentopographie durch Radar mit realer Apertur (RAR) und synthetischer Apertur (SAR) begründet sich in dieser Arbeit auf folgende grundsätzliche Voraussetzungen:

1. Die hier betrachteten Radarsysteme beleuchten die Meeresoberfläche unter einem Einfallswinkel von 20° bis 70° . Deshalb kann die Radarrückstreuungstheorie durch die *Bragg-Theorie* (siehe zum Beispiel: Wright, 1968, 1978; Valenzuela, 1978 und Alpers et al., 1981) beschrieben werden.
2. Die Wechselwirkung der Bodentopographie mit der (Gezeiten-) Strömung kann durch eine eindimensionale Kontinuitätsgleichung (siehe Gl. (1) und (3)) beschrieben werden.
3. Die Wechselwirkung zwischen der Strömung und den Oberflächenwellen wird durch die Theorie der schwachen hydrodynamischen Wechselwirkung beschrieben. Diese Gleichung (Gl. (12)) beinhaltet die Relaxationsrate μ oder die Relaxationszeit τ_r als freien Parameter.
4. Der physikalische Abbildungsmechanismus bei der submarinen Topographie muß unterschiedlich sein im K_a - bzw. X-Band gegenüber im L-Band, weil die Relaxation der Bragg-Wellen durch Störungen der Strömung sehr viel schneller im K_a - und X-Band als im L-Band erfolgt. Deshalb wird der physikalische Abbildungsmechanismus im K_a - bzw. X-Band zusätzlich durch den sogenannten *Zweistufenprozeß* (siehe Gl. (52)) beschrieben.
5. Die lokale Zeit, welche die zeitliche Änderung der Oberflächenströmung beschreibt und die Advektionszeit, welche die Advektion der Bragg-Wellen beschreibt, ist bei großskaliger Bodentopographie ($\Lambda_B \geq 1000$ m) groß im Vergleich mit der Relaxationszeit (siehe Gl. (12)).
6. Die Relaxationszeit der Bragg-Wellen hat beim L-Band Radar die Größenordnung von 30 – 40 s und beim K_a - und X-Band Radar ≤ 1 s.
7. Beim Radar mit synthetischer Apertur (SAR) entsteht die Phasen-Modulation, die zusätzlich zum Abbildungsmechanismus beiträgt.

Aus der Theorie ergeben sich folgende Aussagen für *großskalige Bodentopographiestrukturen* (Sandbänke oder Sandwellen mit langer Wellenlänge):

1. Die Radarsignaturen der Sandbänke und Sandwellen weisen doppelte Merkmale auf, das heißt, die Radarbildstrukturen setzen sich im Verhältnis zum regionalen Hintergrund aus Bildelementen mit erhöhter und geringerer Graustufe zusammen.
2. Die Modulation der Radarrückstreuung erhöht sich mit zunehmender (Gezeiten-) Strömungsgeschwindigkeit und reduziert sich mit zunehmender Wassertiefe bzw. mit zunehmendem Wasserstand.

3. Die Radarbildsignatur der großskaligen Sandbänke und Sandwellen korreliert nicht mit der Wassertiefe, sondern mit der Neigung der Bodentopographie und mit der Wassertiefe umgekehrt proportional ins Quadrat. Somit beträgt die Phase zwischen der Radarbildsignatur und der großskaligen Bodentopographie ($\Lambda_B \geq 1000$ m) in erster Näherung 90° . Bei kleinskaliger Bodentopographie ($\Lambda_B \leq 1000$ m) ist die Phase $> 90^\circ$; sie kann sogar den Wert 180° (Antiphase) annehmen.
4. Bei der Abbildung durch RAR im K_a - und X-Band wird in Lee (der Strömungsrichtung abgekehrten Seite) der submarinen Bodentopographie eine erhöhte und in Luv (der Strömung zugekehrten Seite) eine geringere Radarrückstreuung im Vergleich zum regionalen Hintergrund durch die Theorie des Zweistufenprozesses vorhergesagt.
5. Die Bodentopographie wird in erster Näherung im L-Band *nicht* abgebildet, wenn der Kamm der Topographiestruktur *parallel zur Richtung der lokalen Strömung* liegt.
6. Die Bodentopographie wird im L-Band nur *schwach* abgebildet, wenn die Richtung der Sandbank *parallel zur Antennenblickrichtung* ist ($\phi_s = 90^\circ$; siehe Gl. (36) und (73)).
7. Bei der Abbildung unsymmetrischer Sandwellen auf X-Band RAR-Bildern des gleichen Seegebietes wird die Bildsignatur umgekehrt, wenn der Gezeitenstrom ebenfalls seine Richtung um 180° ändert. Das Bild erscheint dann als das Negativ-Bild des anderen (siehe Abb. 44). Ob diese Signaturen auch genauso im K_a -Band abgebildet werden, kann anhand der hier vorliegenden Daten nicht endgültig geklärt werden. Die K_a -Band Radardaten liegen in dieser Arbeit nur während einer Phase der Gezeit vor (Abb. 39). Während dieser Gezeitenphase (Gezeitenstromrichtung: südwestlich) ergibt sich aber eine Übereinstimmung der Radarsignaturen auf den K_a - und X-Band Bildern (siehe Abb. 40 und 44a).
8. Die Abbildung der Bodentopographie im K_a - und X-Band ist in erster Näherung nicht abhängig vom Radarblickwinkel (siehe Abb. 40).
9. Die Abbildung der submarinen Bodentopographie auf K_a -Band RAR-Bildern erfolgt auch bei relativ hohen Windgeschwindigkeiten (≥ 10 m/s).
10. Weil die Radarsignaturen bei unsymmetrischen Sandwellen ebenfalls unsymmetrisch sind (Abb. 44), kann aufgrund der Theorie von Kapitel 2.1 auf die Form bzw. die Neigung der Bodentopographie geschlossen werden. Bei Radarbildsignaturen von internen Wellen wäre dieses auch möglich, das heißt, man könnte daraus unterschiedliche Formen der Thermokline ableiten.
11. Die Relaxationszeit τ_r kann über die Modulation der Bildintensität (Gl. (36) und (73)) abgeschätzt werden. In der südlichen Nordsee ergeben sich für die Relaxationszeit der Seasat Bragg-Wellen ($\lambda = 0,34$ m) Werte von $30 \text{ s} \leq \tau_r \leq 40 \text{ s}$ bei einer Windgeschwindigkeit von 4 m/s, was 60 – 80 Wellenperioden entspricht (Alpers und Hennings, 1984).

12. Wird die Wassertiefe sehr gering, dann kann die Modulation der Radarrückstreuung nicht mehr alleine durch die Bragg-Theorie beschrieben werden. Es wird angenommen, daß Effekte der *starken Wechselwirkung* wie beispielsweise Wellenbrechung hinzukommen. Dabei entsteht eine asymmetrische Modulationssignatur, das heißt, die Breite der dunklen Intensitätsstruktur auf den Radarbildern ist geringer als die der hellen Struktur (Abb. 30 und 58).

Bei großskaliger Bodentopographie ($\Lambda_B \geq 1000$ m) kann die Advektionszeit τ_a der Bragg-Wellen gegenüber der Relaxationszeit τ_r vernachlässigt werden. Bei kleinskaliger Bodentopographie ($\Lambda_B \leq 1000$ m) muß ein Tiefpaßfilter zum Abbildungsprozeß dazu addiert werden (siehe Kapitel 2.1). Die Einbeziehung des **Advektionsterms** beim Abbildungsmechanismus im **L-Band** ist notwendig, wenn die Wellenlänge der Bodentopographie klein wird und wenn die Strömungsgeschwindigkeit groß wird (siehe Kapitel 4). Wenn die Relaxationszeit τ_r nicht als konstant angenommen wird, sondern in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit betrachtet wird, dann hängt die Abbildung von **großskaliger** Bodentopographie im L-Band auch von der Windgeschwindigkeit ab. Experimente in Wind-Wellen-Tanks haben gezeigt, daß τ_r mit zunehmender Windgeschwindigkeit abnimmt (Keller und Wright, 1975; Wright, 1978). Die Relaxationszeit τ_H nach Hughes (1978) zeigt ein ähnliches Verhalten. Für den offenen Ozean wird ebenfalls angenommen, daß die Modulation der Radarrückstreuung im **L-Band** mit zunehmender Windgeschwindigkeit abnimmt (Alpers und Hennings, 1984). Zur Zeit ist es jedoch noch nicht möglich, eine obere Grenze für die Windgeschwindigkeit anzugeben, bei der die Signaturen der Bodentopographie nicht mehr zu beobachten sind. Weiterhin wird angenommen, daß in erster Näherung die Radarabbildung bei bodentopographischen Großstrukturen nicht von der Windrichtung abhängt.

Nach Phillips (1984) ist generell die Modulation und damit die Radarsignatur unterschiedlich ausgeprägt im Konvergenz- und Divergenzbereich der Strömung. Die Strömung im Konvergenzbereich paßt sich wieder sehr schnell dem Gleichgewichtszustand an, während die Strömung im Divergenzbereich sich allmählich wieder dem Gleichgewicht anpaßt. Radardaten stützen diese Aussage wenig. Angeführt wird von Phillips (1984) das Radarbild aus dem Seegebiet der Nantucket Shoals (Abb. 58). Hier ist zwar die Radarsignatur unsymmetrisch, was die obige Aussage stützen würde; jedoch scheinen hier ganz andere Wechselwirkungsprozesse (starke Wechselwirkung) und damit auch andere Rückstreuemechanismen zum Teil dominierend zu sein, weil die Wassertiefe oberhalb der Untiefen sehr gering werden kann (siehe Abb. 64; Teil II).

Die Funktion b von Phillips (1984) führt ebenfalls bei Näherungsbetrachtungen (Bagg et al., 1986) auf das Ergebnis von Gleichung (33), d.h., es ergibt sich eine generelle Übereinstimmung beider Theorien.

Yuen et al. (1986) haben gezeigt, daß bei ihrem Modell der Effekt der langen Wellen beim L-Band Radar gering ist. Die Ergebnisse dieses Modells liegen mit den Ergebnissen von Alpers und Hennings (1984) innerhalb einer Abweichung von 10% und stimmen somit recht gut überein.

Anders ist dagegen der Windeinfluß im K_a- und X-Band zu beurteilen. Nach der Theorie des Zweistufenprozesses (Kapitel 2.3) müssen zunächst einmal längere Wellen vorhanden sein. Dazu ist aber mehr Wind erforderlich, wobei aber gleichzeitig ein Rückkoppelungsprozeß entsteht, denn die längeren Wellen werden in der Konvergenzzone steiler und wechselwirken wiederum mit der oberflächennahen Windschicht. Yuen et al. (1986) kommen ebenfalls zu dem Ergebnis, daß der Effekt der langen Wellen dominierender bei K_a- und X-Band Radar wird.

Bei der Interpretation des Abbildungsmechanismus bei geringen Wassertiefen (*Wellenbrechung*) in Kapitel 2.4 ist zu bedenken, daß nicht nur die unmittelbaren Windseewellen oberhalb der Untiefen brechen. Vielmehr können auch brechende Dünungswellen aus ganz anderer Richtung zum Abbildungsmechanismus beitragen. Weil die Amplitude oder die Wellenhöhe H oft größer ist als die der Windseewellen, kommt es schon früher zur *Berührung* mit den Untiefen und damit zur Brechung.

Mit den Ergebnissen aus der Theorie (Kapitel 2) wurde ein eindimensionales Simulationsmodell entwickelt (Kapitel 3) und mit den RAR- und SAR-Daten verglichen (Kapitel 5). Bei den jeweiligen Annahmen kann die Modulation der Radarrückstreuung bei Anwendung der Theorie von Kapitel 2 im Vergleich zu den experimentellen Daten befriedigend simuliert werden. Es muß hier wiederum deutlich gesagt werden, daß es den Vergleichen oft daran mangelt, daß keine ausreichend genaue Kenntnis der meteorologischen und ozeanographischen Parameter während der Aufnahmezeitpunkte der Radarbilder vorlag. Es soll hier aber noch hinzugefügt werden, daß die **Aussagen 1 und 2** von Kasischke et al. (1983) und von Shuchman et al. (1985), die **Aussagen 2 und 5** von McLeish et al. (1981), die **Aussage 3** von Lodge (1983b), Thompson (1986) und von van Gastel (1987a, 1987b, 1988), die **Aussage 8** von de Loor (1981) und von Wadsworth und Piau (1983) sowie die **Aussage 11** von Hughes (1978) bestätigt werden.

Smith (1986) vergleicht das Ergebnis des Strömungsgradienten ($\partial U / \partial x$) aus Gleichung (33) bzw. Gleichung (36) mit den Ergebnissen aus einer Schiffsdrift im Seegebiet der Nantucket Untiefen vor der U.S.-amerikanischen Ostküste. Es ergibt sich, daß die Modulation der Radarrückstreuung nicht alleine nach Gleichung (33) bzw. Gleichung (36) erklärt werden kann. Auch in diesem Seegebiet, wo die Wassertiefen oft sehr gering im Bereich der Untiefen sein können ($d_0 \approx 2 - 3$ m, siehe auch Teil II) entsteht ein Beitrag zum Abbildungsmechanismus durch die *starke Wechselwirkung* (Wellenbrechung; siehe auch Abb. 58; Teil II).

Im Gegensatz zu der in dieser Arbeit entwickelten Theorie für K_a - bzw. X-Band stehen zum Teil die Aussagen von van Gastel (1987a, 1987b, 1988). Ihr Modell beschreibt die Energiebilanz durch Effekte der Refraktion, windinduzierte Effekte, Dissipation und einer dreifachen nichtlinearen Wellen-Wellen Wechselwirkung. Für $|k| < 260 \text{ m}^{-1}$ ($\lambda > 0,024 \text{ m}$) ist die nichtlineare Wechselwirkung ein kleiner Term. Nur für Wellenzahlen von $|k| \geq 260 \text{ m}^{-1}$ ($\lambda \leq 0,024 \text{ m}$) ergibt das Modell große Modulationsfaktoren in der Größenordnung von 1000 bei einer Störung der Strömung von 20%. Dabei kann die Energiedichte der Oberflächenwellen bis auf 1/1000 unterhalb des Gleichgewichtszustandes abfallen, kann jedoch nicht mehr als den Faktor 2 bis 3 oberhalb des Gleichgewichtszustandes erreichen. Das heißt, es entsteht fast **ausschließlich** eine negative Modulation. Bei ihren Berechnungen ist die Bodentopographie aber kleinskalig, und die Aussagen gelten nur bei geringen Windgeschwindigkeiten ($U_w \leq 4 \text{ m/s}$), wobei auch die Advektion mit berücksichtigt wurde. Vergleicht man aber die Ergebnisse von van Gastel (1987a, 1987b, 1988) mit experimentellen Daten (Abb. 4, 38 und 44), so erkennt man, daß sowohl eine erhöhte als auch eine reduzierte Modulation von gleicher Größenordnung zum regionalen Hintergrund zu beobachten ist.

Nach Thompson (1988) ist die Modulation der Radarrückstreuung bei internen Wellen im X- und L-Band eine Kombination aus elektromagnetischen – und hydrodynamischen Effekten. Thompson (1988) zeigt, daß der Radarrückstreuquerschnitt bei Anwendung der Bragg-Streuung 1. Ordnung weitgehend insensitive gegenüber variabler Windgeschwindigkeiten bleibt. Bei Anwendung der Kirchhoff-Approximation wird der Radarrückstreuquerschnitt mit zunehmender Windgeschwindigkeit größer. Bei Anwendung des Zweiskalen-Modells (engl.: composite model; Wright, 1968) wird die große Radarrückstreuung im X-Band teilweise durch modulierte längere Wellen im Konvergenzbereich der Strömung hervorgerufen, die ihrerseits wieder einen Neigungseffekt auf die Bragg-Wellen ausüben. Bei einem Einfallswinkel von $\theta_E = 23^\circ$ ist der Beitrag der spiegelnden Reflektion beim X-Band dominierend; beim L-Band ist der Beitrag noch 15%. Bei größeren Einfallswinkeln ist der Beitrag der spiegelnden Reflektion nicht mehr dominierend.

Der Abbildungsmechanismus im K_a - und X-Band bleibt im Augenblick auch weiterhin umstritten und ist als noch nicht endgültig gelöst zu betrachten.

9. Ausblick

Nach der Zusammenfassung und Diskussion in Kapitel 8 ergeben sich folgende **Vorschläge und Bemerkungen** für zukünftige Radar-Missionen und -Experimente:

1. Es wird dringend empfohlen bei Radar-Experimenten gleichzeitig und im gleichen Seegebiet, welches vom Radar abgetastet wird, *in-situ* Messungen der relevanten meteorologischen und ozeanographischen Umgebungsparameter vorzunehmen. Es ist oft mit sehr viel Mühe verbunden gewesen die Umgebungsparameter Monate oder Jahre später, wenn überhaupt vorhanden, bei verschiedenen Stationen bzw. Institutionen zu beziehen. Diese Daten lassen oft nur eine unzureichende Abschätzung zu. Zudem liegen diese Stationen häufig nicht direkt im überflogenen Seegebiet sondern zehn oder noch mehr Kilometer weit entfernt. Die Daten sind somit nicht unbedingt repräsentativ für das lokale Untersuchungsgebiet.
2. Es ist insbesondere bei *Flugzeugexperimenten* darauf zu achten, daß der Zeitplan genau eingehalten wird. Wenn die Signaturen der Bodentopographie, beispielsweise in der südlichen Nordsee, nur bei geringem Wasserstand und relativ starker Gezeitenströmung sehr gut sichtbar sind, dann sollte auch exakt zu diesem Zeitpunkt das betreffende lokale Seegebiet mit dem Radargerät abgetastet werden.
3. Bei *Satellitten-* und *Shuttle-Missionen* sind vorher genau die jeweiligen *Überflugzeiten* bzw. deren Abstände über den gleichen Seegebieten festzustellen, damit ein Datensatz, bei unterschiedlichen Gezeitenphasen erstellt werden kann. Die Theorie kann endgültig erst durch diese Daten verifiziert werden.

Wie mir bekannt ist, liegen erst drei verschiedene Radardatensätze vom gleichen Seegebiet vor, die bei entgegengesetzter Gezeitenphase aufgenommen worden sind. Dabei ist erst ein Datensatz (2 Radarbilder!) eindeutig. Bei den mir bekannten Radarbildern handelt es sich um folgende Daten:

1. Datensatz: (G. P. de Loor, TNO)

X-Band RAR-Daten (niederländische Westküste, südliche Nordsee, Abb. 44)

11. Oktober 1977, 09.15 UTC

14. Oktober 1977, 16.25 UTC

2. Datensatz:

L-Band SAR-Daten (Seasat; Seegebiet vor Calais, südliche Nordsee, Abb. 6a und 6b)

19. August 1978, 06.46 UTC, Orbit 762

01. September 1978, 22.15 UTC, Orbit 957

3. Datensatz: (Angaben aus: Fu und Holt, 1982; Kasischke et al., 1983)

L-Band SAR-Daten (Seasat; Seegebiet südlich Tongue of the Ocean, Bahama Bank, westatlantischer Ozean, Abb. 3 in Kasischke et al., 1983)

21. September 1978, 10.21 UTC, Orbit 1239

03. Oktober 1978, 11.12 UTC, Orbit 1411

Die Daten vom 2. Datensatz haben erhebliche Unterschiede bei den meteorologischen und ozeanographischen Umgebungsparametern (siehe Abb. 6a und 6b). Beim 3. Datensatz hat man wohl erst aus den unterschiedlichen Radarsignaturen die Richtung der Strömung abgeleitet und nicht umgekehrt, weil die Zirkulation und die Gezeitenstromverhältnisse in diesem Seegebiet wenig bekannt sind (Fu und Holt, 1982; Kasischke et al., 1983).

4. Zusätzlich zu den Radaraufnahmen sollten gleichzeitig auch Luftbilddaufnahmen mit optischen Kameras sowohl vom Flugzeug als auch von der Erdoberfläche aus aufgenommen werden. Es scheint bei vielen Fachkollegen so zu sein, daß sie oft nicht wissen, was die Radarsensoren eigentlich *sehen*, das heißt, wie der augenblickliche Zustand der Wasseroberfläche ist. Dabei muß überprüft werden, ob andere Streumechanismen (Kantenstreuung, spiegelnde Streuung, Rayleigh-Streuung, Volumenstreuung), insbesondere bei Brechungsphänomenen, zur Abbildung von submariner Bodentopographie beitragen.
5. Es ist unbedingt erforderlich die Radarsignaturen bei *unterschiedlichen Frequenzen* (K_a -, X-, C- und L-Band) und *Polarisationen* gleichzeitig in Abhängigkeit des Einfallswinkels, der Radarblickrichtung und der meteorologischen und ozeanographischen Parameter systematisch zu untersuchen. Diese Experimente sind vom Aufwand, von der Technik und von den Kosten her nur in internationaler Zusammenarbeit durchzuführen. Eine erfolgversprechende Lösung scheint das geplante Shuttle Imaging Radar-C (SIR-C)-Projekt (geplant für 1991/92) in Zusammenarbeit mit den U.S.A. (NASA/JPL), der Bundesrepublik Deutschland (BMFT/DFVLR) und Italien (CNR/PSN) zu werden. Dazu finden auch Vorbereitungsexperimente mit dem Flugzeug ab 1988 statt. Für 1990 ist ebenfalls von der Europäischen Raumfahrtbehörde (ESA) der Start des Mikrowellen-Satelliten ERS-1 geplant, der unter anderem auch ein C-Band SAR an Bord hat. Aus diesen Experimenten sollen weitere Algorithmen über den Radar-Abbildungsmechanismus (z.B. für die Bodentopographie) abgeleitet werden.
6. Weiterhin sollte darüber nachgedacht werden, ob ein spezieller optischer Sensor für Phänomene im Sonnenglitzern (engl.: sunglint sensor) entwickelt werden soll (siehe dazu auch Teil II).

7. Die *absolute Positionierung* der aufgenommenen Radardaten ist oft noch unzureichend. Man kann dadurch Abhilfe schaffen, daß künstliche Reflektoren oder bekannte natürliche Reflektoren (z.B. Feuerschiffe) als Referenzpunkte benutzt werden. Wenn das GPS-Satellitennavigationssystem operationell arbeitet, ist zu überlegen, wie es sinnvoll in Verbindung mit Fernerkundungsdaten zu nutzen ist.

Die oben gemachten Vorschläge und Bemerkungen sollten in sinnvolle Experimente umgesetzt werden, damit der Mechanismus der Wechselwirkung zwischen den elektromagnetischen Wellen und der Wasseroberfläche weiterentwickelt werden kann.

II. Abbildung der Bodentopographie im sichtbaren Bereich

1. Einleitung

Um den Abbildungsmechanismus von Unterwasser-Bodentopographie zu analysieren, ist es nützlich Satellitenbilder zu vergleichen, die mit *optischen* – und *Radar-Sensoren* aufgenommen wurden (Hennings et al., 1988). Als ein Beispiel wird in der Abbildung 56 eine Landsat-Szene des Multispectral Scanner Systems (MSS) im nahen Infrarot (Kanal 7 ($\lambda_0 = 0,8 - 1,1 \mu\text{m}$)) vom 12. Juni 1975, 08.46 UTC, von der südlichen Nordsee gezeigt (Viollier, 1980). Auf diesem Satellitenbild erkennt man teilweise die gleichen Oberflächenphänomene, wie die Sandbänke South Falls, Sandettie, Outer Ruytingen und West Dyck, die auch auf dem Radarbild der Abbildung 1a zu sehen sind. Die Gezeitenströmung hatte während des Aufnahmezeitpunktes der Landsat-Szene etwa die gleiche Phase (südwestliche Strömungsrichtung) wie bei der Abbildung 1a.



Abb. 56. Landsat-Szene im nahen Infrarot (Kanal 7) der südlichen Nordsee vom 12. Juni 1975 (aus: Viollier, 1980).

Speziell nach den U.S.-amerikanischen Skylab-Missionen in den Jahren 1973/74 wurde eine Vielzahl von Aufsätzen veröffentlicht, welche die Abbildung von submariner Topographie auf optischen Bildern beschreiben (z.B. von Trumbull, 1975; Lyzenga und Polcyn, 1976; Polcyn, 1976; Lyzenga 1978, 1981a, 1981b; Kim und Hart, 1982; Kasischke und Tanis, 1986).

Fu und Holt (1982) zeigen eine Landsat3-Szene, die nach dem Televisionsprinzip (engl.: **Return Beam Vidicon**, Abk.: **RBV**)-Verfahren aufgenommen wurde und vergleichen die abgebildeten submarinen Bodentopographiestrukturen im Seegebiet vor der Nantucket Insel mit den Bodentopographiesignaturen, die auf dem einzig vorhandenen Seasat Radarbild des gleichen Seegebietes (Abb. 58) sichtbar sind. Tilley (1984) analysiert das gleiche Seasat Radarbild und vergleicht die Daten mit einer Skylab S190B Erdbeobachtungskamera (engl.: **Earth Terrain Camera**, Abk.: **ETC**)-Szene für Klassifikationen und Korrelationen.

Hier wird das Seasat SAR -Bild vom 27. August 1978, 12.34 UTC , Orbit 880 (Abb. 58), mit dem Skylab ETC-Bild vom 12. September 1973, 17.11 UTC (Abb. 59) verglichen. Einige Daten zur Umlaufbahn des Skylab Satelliten und zum S190B ETC Sensorsystem findet man in Tabelle 3.

Tabelle 3. Daten zur Umlaufbahn von Skylab S190B und zum Sensor.

Skylab S190 Erdbeobachtungskamera (ETC)	
Satellitenhöhe	435 km
Inklination	57°
Bodenbedeckung	109 km × 109 km
Geometrische Auflösung	38 m × 38 m
Elektromagnetische Wellenlänge	0,4 – 0,7 µm
Brennweite	45,7 cm

Auf beiden Satellitenbildern erkennt man die gleichen submarinen Reliefsignaturen der Nantucket Untiefen vor der Ostküste von Massachusetts, U.S.A.. Bei diesem Vergleich sollen zwei Hauptfragen geklärt werden:

1. Was ist der dominierende Abbildungsmechanismus im sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums?
2. Kann die Theorie, die für die Radarabbildung entwickelt wurde auch die Helligkeitsmodulation im Bereich der submarinen Bodentopographie im optischen Satellitenbild erklären?

Der **zweite Hauptteil** gliedert sich weiterhin folgenderweise:

In Kapitel 2 werden mögliche optische Abbildungsmechanismen diskutiert. In Kapitel 3 erfolgt eine Beschreibung der verwendeten Satellitenbilddaten und die Bildanalyse des optischen Satellitenbildes. Die Kapitel 4 bis 6 umfassen die Interpretation und die quantitative Abschätzung der Abbildungsmechanismen. Abschließend findet man in Kapitel 7 eine Zusammenfassung und eine Diskussion.

2. Theorie des Abbildungsmechanismus

Der Abbildungsmechanismus von submariner Bodentopographie im sichtbaren Bereich ist deshalb komplex, weil die horizontale Variation der Strahldichte, die über Flachwassergebieten beobachtet wird, durch folgende Faktoren beeinflusst werden kann:

1. Strahldichte der Sonne und des Himmels, die spiegelnd an der Wasseroberfläche zum Sensor reflektiert wird; zusätzlich können verschiedene Parameter wie beispielsweise Windwirkdauer, Stabilität der atmosphärischen Grenzschicht, Oberflächenfilme, interne Wellen, Strömungen, Wirbel, Fronten und Bodentopographie die Verteilung der Wasseroberflächenrauigkeit, d.h. die Neigungsverteilung der Wasserwellen, beeinflussen. Dieses ist besonders in Küstengewässern zu beobachten.
2. Strahldichte der Sonne und des Himmels, die durch die Wassersäule zurückgestreut wird, in Abhängigkeit der optischen Eigenschaften des Seewassers, besonders von der Schwebstoffkonzentration.
3. Reflektiertes Sonnenlicht vom Meeresboden in Abhängigkeit von der Wassertiefe, von der Albedo des Meeresbodens und von der Trübung des Wassers.
4. Attenuation durch Luftmoleküle und durch Aerosole; der zurückgestreute Anteil trägt zur aufwärts gerichteten Strahldichte bei.

Mit Ausnahme der Sichtweite (siehe Tabelle 5) sind keine weiteren Informationen über die Trübung der Atmosphäre vorhanden. Deshalb wird angenommen, daß die atmosphärischen Bedingungen im Bereich des Sensorblickwinkels nicht variieren.

In den letzten Jahren wurden Schwebstoffkonzentrationen von 1 Milligramm pro Liter im Oberflächenwasser und 2 Milligramm pro Liter am Boden im Seegebiet der Nantucket Untiefen gemessen (Reed, 1981). Yentsch (1983) gibt im Oberflächenwasser eine Chlorophyllkonzentration ≤ 5 Milligramm pro Liter an. Die Trübung wurde ebenfalls in diesem Seegebiet gemessen und ist zu vernachlässigen (Bothner et al., 1980).

Somit wird angenommen, daß die Modulation der Strahldichte, die entweder durch Schwebstoffe in der Wassersäule oder durch Aerosole in der Atmosphäre verursacht werden kann, hier vernachlässigt wird; denn ähnliche Helligkeitsstrukturen sind annähernd an den gleichen Positionen auch auf dem Seasat Radarbild zu erkennen (Tilley, 1984).

2.1 Modulation der Unterwasser–Bodenreflektion

Der Beitrag, der bei der Strahlungsübertragung im System Ozean – Atmosphäre durch die Rückstreuung in der Wassersäule und durch die Reflektion am submarinen Bodenrelief entsteht, kann durch Strahlungsübertragungsmodelle (Gordon, 1976; Fischer und Graßl, 1984) berechnet werden. Bei der Strahlungsübertragung entsteht ein diffuses aufwärts gerichtetes Strahldichtefeld aufgrund von Mehrfachstreuung. Deshalb ist die **Zweistrommodell–Approximation** (Joseph, 1950; Spitzer und Dirks, 1987) ausreichend, um die Reflektion des submarinen Bodens zu beschreiben. Diese Methode wird hier angewendet.

Um den Einfluß der Unterwasser–Bodentopographie separat zu betrachten, wird die totale Rückstreuung $r(\lambda_0, z)$ als Summe eines konstanten Terms $r_0(\lambda_0)$ für Tiefwasser und eines Störterms $\delta r(\lambda_0, z)$ geschrieben, der den Beitrag der Bodenreflektion beinhaltet. Nach Joseph (1950) kann dann die Modulation geschrieben werden als

$$\frac{\delta r(\lambda_0, z)}{r_0(\lambda_0)} = \left(\frac{r_b - r_0}{r_0} \right) \cdot \frac{1 - r_0^2}{(1 - (r_0 \cdot r_b)) \cdot e^{2k'h} + r_0(r_b - r_0)} \quad (87)$$

mit

$$r_0 = \frac{k' - a}{k' + a} \quad (88)$$

und

$$k' = \sqrt{a(a + 2b)} \quad (89)$$

wobei λ_0 die elektromagnetische Wellenlänge ist; h ist die Wassertiefe; a ist der Absorptionskoeffizient; b ist der Rückstreukoeffizient und r_b ist die Reflektion des submarinen Bodens.

2.2 Direkte Sonnenreflektion an der Wasseroberfläche

Die spiegelnde *Streutheorie* kann unter der Bedingung

$$|\underline{k}_0| \cdot \alpha > 1 \quad (90)$$

angewendet werden. Dabei ist $|\underline{k}_0|$ der Betrag des elektromagnetischen Wellenzahlvektors und α ist der lokale Radius der Krümmung der Wellenfacetten (Barrick, 1968); das heißt, der Radius der Krümmung der einzelnen Wellenfacetten muß größer als die elektromagnetische Wellenlänge λ_0 sein. Dann kann die Approximation von Tangentenebenen angewendet werden.

Die Reflektion von einer ebenen Wasseroberfläche ist ungefähr 2% – 3% innerhalb eines Einfallswinkels von $0^\circ - 45^\circ$ für unpolarisiertes Licht (Gesetz von Fresnel). Im spiegelnden Punkt des reflektierten Sonnenlichtes und unter der Bedingung einer absolut ruhigen und ebenen Meeresoberfläche würde man nur die $0,5^\circ$ breite Sonnenscheibe vom Weltraum aus auf der Ozeanoberfläche sehen.

Ist die Meeresoberfläche rau, so existiert eine Vielzahl verschiedener Winkel, welche die Sonnenscheibe direkt zum Beobachter hin reflektiert. Das Ergebnis ist ein Spiegelungsmuster mit abnehmender Helligkeit, wenn man sich vom Spiegelungspunkt nach außen hin entfernt. Auf einer Weitwinkelphotographie ist dieser Effekt sehr gut zu sehen. Die Auflösung eines Sensorsystems ist jedoch zu gering, um alle diese Facetten einzeln abzubilden. Cox und Munk (1954) beschreiben diese Beziehungen quantitativ und zeigen, daß das Quadrat der mittleren Neigung der Wellenfacetten mit der Windgeschwindigkeit zunimmt.

Wenn man nun annimmt, daß die Reflektion vom submarinen Boden vernachlässigt werden kann, daß die atmosphärische Transmission und die optischen Parameter des Wassers nicht variieren, erhält man für die Strahldichte der direkten Sonnenreflektion (engl.: sunglitter radiance) L_{SG} (Sturm, 1980)

$$L_{SG}(\theta, \theta_0, \phi, \phi_0) = E_0 \cdot \exp(-\tau / \cos \theta_0) \cdot \varepsilon(\omega, \beta, U_w) \quad (91)$$

wobei E_0 die extraterrestrische Strahlungsflußdichte der Sonne ist; $\exp(-\tau / \cos \theta_0)$ ist die Transmission durch die Atmosphäre und $\varepsilon(\omega, \beta, U_w)$ ist gegeben durch

$$\varepsilon(\omega, \beta, U_w) = \frac{1}{4} \cdot \rho(\omega) \cdot p \cdot \cos \omega \cdot \frac{1}{\cos^3 \beta} \quad (92)$$

mit den folgenden Beziehungen:

$$p = \frac{1}{(\pi \cdot s^2)} \cdot \exp \left(-\frac{\zeta_x^2 + \zeta_y^2}{s^2} \right) \quad (93)$$

$$\tan^2 \beta = \zeta_x^2 + \zeta_y^2 \quad (94)$$

$$s^2 = 0,003 + 0,0052 \cdot U_w \quad (95)$$

2.3 Modulation der direkten Sonnenreflektion an der Wasseroberfläche durch den Einfluß der Bodentopographie

Das Quadrat der mittleren unmodulierten Neigungsverteilung (ohne Strömung) der Wasserwellen $s_0^2(\underline{k})$ ist nach Cox und Munk (1954) gegeben durch

$$s_0^2(\underline{k}) = \overline{(\nabla \zeta_0)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{k}^2(\underline{x}) \cdot E_0(\underline{k}) d\underline{k} \quad (101)$$

mit

$$\overline{(\nabla \zeta_0)^2} = \left\langle \left(\frac{\partial \zeta_0}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta_0}{\partial y} \right)^2 \right\rangle \quad (102)$$

wobei $\underline{x}$ die Raumvariable ist; $\partial \zeta_0 / \partial x$ und $\partial \zeta_0 / \partial y$ sind die Neigungskomponenten der Wasserwellen in x- bzw. in y-Richtung; $\underline{k}$ ist der Wellenzahlvektor der Wasserwellen und $E_0(\underline{k})$ ist die konstante unmodulierte spektrale Energiedichte des Hintergrundsignals der Meeresoberfläche. Die Verteilung $\chi(\underline{k})$ der Varianz der Wellenhöhe $\overline{\zeta_0^2}$ innerhalb der einzelnen Wellenzahlen, unabhängig von den Richtungen α' , ist nach Phillips (1977) gegeben durch

$$\chi(\underline{k}) = \int_0^{2\pi} \underline{k}^2(\underline{x}) \cdot E_0(\underline{k}) d\alpha' \quad (103)$$

Das Quadrat der unmodulierten Neigungsverteilung der kurzen Wasserwellen wird somit auch durch die Gleichung

$$s_0^2(\underline{k}) = \int_{k_0}^{k_c} \underline{k}^2(\underline{x}) \cdot \chi(\underline{k}) d\underline{k} \quad (104)$$

beschrieben.

Die untere Grenze k_0 und die obere Grenze k_c der Wellenzahlen des Integrals in Gleichung (104) sind gegeben durch

$$k_0 = g/U_W^2 \quad (105a)$$

$$k_c = (g/T)^{1/2} \quad (105b)$$

Hierbei ist g die Gravitationsbeschleunigung; T ist die Oberflächenspannung geteilt durch die Dichte des Wassers, und U_W ist die Windgeschwindigkeit.

Da für die Reflektion der direkten Sonnenstrahlung an der Wasseroberfläche *fast ausschließlich Rippelwellen* mit einer Wellenlänge von $\lambda \leq 30$ cm verantwortlich sind, und um das Quadrat der Neigungsverteilung von Gleichung (104) berechnen zu können, wird ein *Phillips-Gleichgewichtsspektrum* (Phillips, 1977)

$$E_0(k) \sim |k|^{-4} \quad (106)$$

angenommen. Wird Gleichung (106) in Gleichung (103) und Gleichung (103) wiederum in die Gleichung (104) eingesetzt, so ergibt sich die Relation (Barrick, 1974; Phillips, 1977; Wu, 1986) für Windgeschwindigkeiten < 7 m/s

$$s_0^2 = B_0 \cdot \ln\left(\frac{k_c}{k_0}\right) \quad (107)$$

wobei B_0 eine dimensionslose empirische Konstante ist (Phillips, 1977).

Wird nun das Quadrat der mittleren Neigungsverteilung $s_0^2(k)$ der kurzen Wasserwellen gestört, so ergibt sich für das Quadrat der lokalen Neigungsverteilung

$$s^2(\underline{x}, k) = s_0^2(k) + \delta s^2(\underline{x}, k) \quad (108)$$

wobei $s_0^2(k)$ das Quadrat der ungestörten Neigungsverteilung beschreibt, und $\delta s^2(\underline{x}, k)$ beschreibt das Quadrat des gestörten Teils der Neigungsverteilung, das durch die Wechselwirkungsprozesse zwischen der Bodentopographie, der Gezeitenströmung und den kurzen Oberflächenwellen entsteht.

Die Modulation des Quadrats des mittleren Neigungsspektrums der kurzen Wasserwellen ist nun gegeben durch

$$\frac{\delta s^2(\underline{x}, k)}{s_0^2(k)} = \frac{\int_{k_0}^{k_c} \underline{k}^2(\underline{x}) \cdot \delta E(\underline{x}, k) dk}{\int_{k_0}^{k_c} \underline{k}^2(\underline{x}) \cdot E_0(k) dk} \quad (109)$$

wobei $\delta E(\underline{x}, k)$ die Modulation der spektralen Energiedichte bedeutet, die durch die Wechselwirkungen zwischen der Bodentopographie, der Gezeitenströmung und den kurzen Wasserwellen verursacht wird. Die Gleichung für $\delta E(\underline{x}, k)$ ist in Kapitel 2 hergeleitet.

Somit ist die Modulation der Strahldichte der direkten Sonnenreflektion an der Wasseroberfläche gleich der Modulation des mittleren Neigungsspektrums ins Quadrat und gleich der Modulation des kurzen Wellenspektrums.

$$\frac{\delta L_{SG}(\theta, \theta_0, \phi, \phi_0)}{L_{0SG}(\theta, \theta_0, \phi, \phi_0)} = \frac{\delta s^2}{s_0^2(\underline{k})} = \frac{\int_{k_0}^{k_c} \underline{k}^2(\underline{x}) \cdot \delta E(\underline{x}, \underline{k}) d\underline{k}}{B_0 \cdot \ln(k_c/k_0)} \quad (110)$$

Die Gleichung (110) kann nur angewendet werden für Windgeschwindigkeiten zwischen $3 \text{ m/s} < U_w < 7 \text{ m/s}$ und bei Wasserwellenlängen $< 1 \text{ m}$, unter Verwendung der Näherung für $\delta E(\underline{x}, \underline{k})$ (Gl. (36)).

3. Seasat und Skylab Satellitenbilddaten

Die Abbildung 58 zeigt ein Radarbild, aufgenommen vom U.S.-amerikanischen Seasat Satelliten vom 27. August 1978, 12.34 UTC von Orbit 880. Die Abbildung 59 wurde mit einer 127 mm Erdbeobachtungskamera (ETC) vom Skylab Satelliten aus aufgenommen. Beide Bilder zeigen das gleiche Seegebiet der Nantucket Untiefen. Obwohl beide Bilder nicht zum gleichen Zeitpunkt aufgenommen wurden, sind die Phase der Gezeit und die Wetterbedingungen vergleichbar (siehe dazu Tab. 4 und 5).

Das Radarbild (Abb. 58) zeigt verschiedene ozeanographische Phänomene wie, Signaturen von Unterwasser-Bodentopographie, von internen Wellen und von ozeanographischen Fronten (Shuchman et al., 1985).

Auf der Photographie der Abbildung 59 sind die Hauptstrukturen submarine Reliefmuster im Südosten der Nantucket Insel. Oberflächensignaturen von internen Wellen sind ebenfalls im östlichen Teil des Bildes sichtbar (Apel, 1978). Bei einigen Gebieten der Untiefen wird Schaumbildung beobachtet, ein Hinweis auf brechende Wellen. Diese Zonen stimmen mit den Eintragungen "overfalls", "tide rips" und "breakers" in der britischen Seekarte Nr. 2489 (Nantucket Sound Eastern Part and Approaches, Ausgabe 1979) überein. Über die sogenannte Schaumalbedo ist wenig bekannt (Monahan, 1971; Gordon und Jacobs, 1977; Quenzel und Kaestner, 1980); deshalb wird dieser Prozeß hier nicht weiter diskutiert.

Die submarinen Reliefstrukturen auf der Skylab Photographie sind ebenfalls auf den Radarbildern sichtbar. Das heißt, die hellen Strukturen sind auf beiden Bildern fast alle annähernd am gleichen Ort abgebildet (Tilley, 1984).

Eine vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes der Nantucket Untiefen mit den Eintragungen der Gezeitenstromrichtungen für verschiedene Orte während der Skylab und Seasat Überflüge ist in der Abbildung 60 gezeigt. Detaillierte Informationen über die Gezeitenstromgeschwindigkeit und -richtung für die Orte A, B, C, D, und E sind der Tabelle 4 zu entnehmen. Alle erhältlichen meteorologischen und ozeanographischen Daten für die Stationen A bis E in der Abbildung 61 sind in der Tabelle 5 zusammengefaßt.

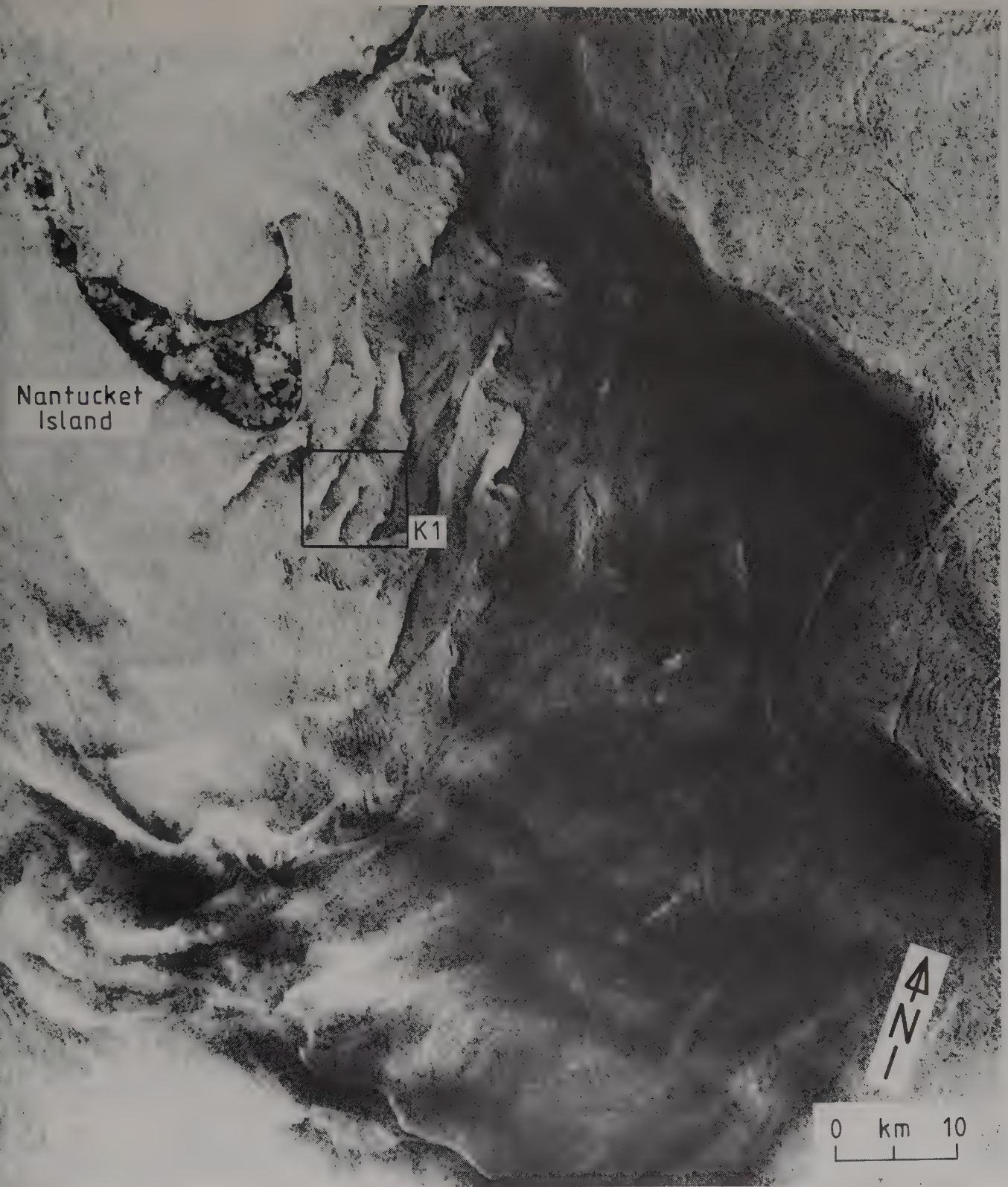


Abb. 58. Seasat SAR-Bild (Orbit 880, 27. August 1978, 12.34 UTC) des Seegebietes der Nantucket Untiefen. Das Bild zeigt Oberflächensignaturen von submariner Bodentopographie, von internen Wellen und ozeanographischen Fronten (prozessiert vom Jet Propulsion Laboratory (JPL)).



Abb. 59. Skylab-Szene (127 mm Erdbeobachtungskamera (ETC), 12. September 1973, 17.11 UTC) vom Seegebiet der Nantucket Untiefen. Das Bild zeigt Strukturen der submarinen Bodentopographie und Oberflächensignaturen von internen Wellen.

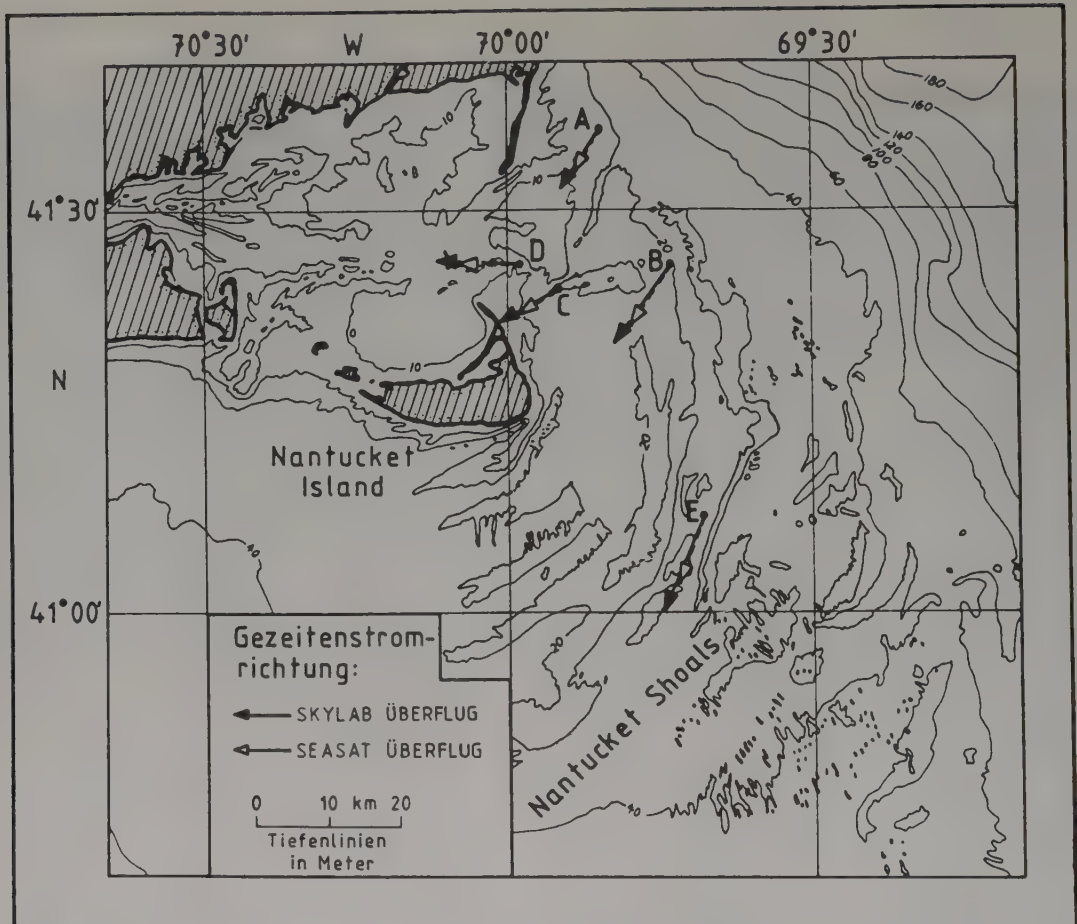


Abb. 60. Vereinfachte bathymetrische Karte der Nantucket Untiefen mit den Eintragungen der Gezeitenstromrichtungen der Orte A, B, C, D, und E während der Skylab (—►) und Seasat (—▷) Überflüge.

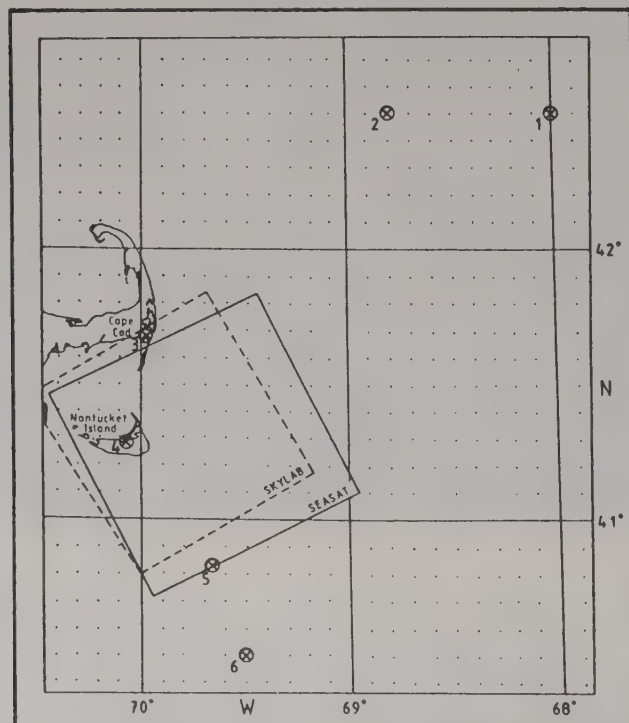


Abb. 61. Positionen und Stationsnummern der Wetterstationen für die Zeitpunkte der Überflüge von Skylab und Seasat.

Die Abbildung 62 zeigt die Signaturen der submarinen Bodentopographie im Detail. Dieser vergrößerte Ausschnitt ist das umrahmte Seegebiet K1 vom Seasat SAR-Bild der Abbildung 58.

In der Abbildung 63 ist ein Profil der Bodentopographie der Sandbank S2 zusammen mit der geglätteten Bildintensität entlang der Linie C-C' des Seasat SAR-Bildes (Abb. 62) gezeigt. Die Intensität des Radarbildes ist teilweise reduziert und teilweise erhöht. Die Signaturen sind hier jedoch nicht symmetrisch. Diese Modulation entlang des Profils reflektiert auch hier den Abbildungsmechanismus wieder, der in Kapitel 2.4 diskutiert wurde, wo der Einfluß sehr geringer Wassertiefen in Verbindung mit starker Wechselwirkung (Wellenbrechung) das Signal zusätzlich moduliert. Über den Nantucket Untiefen wird Wellenbrechung bei allen Windbedingungen beobachtet (Smith, 1987); die Intensität der Wellenbrechung hängt jedoch von der Windgeschwindigkeit ab. Die Abbildung 64 zeigt als Beispiel eine Hasselblad Photographie vom 15. März 1986, im Seegebiet der Nantucket Untiefen, die vom Flugzeug aus aufgenommen wurde. Die Windgeschwindigkeit war ungefähr 15 m/s und die Windrichtung war NW. Deutlich sind vier Brecherlinien (1 – 4) auf der Photographie über vier Untiefen zu erkennen (Smith, 1987).

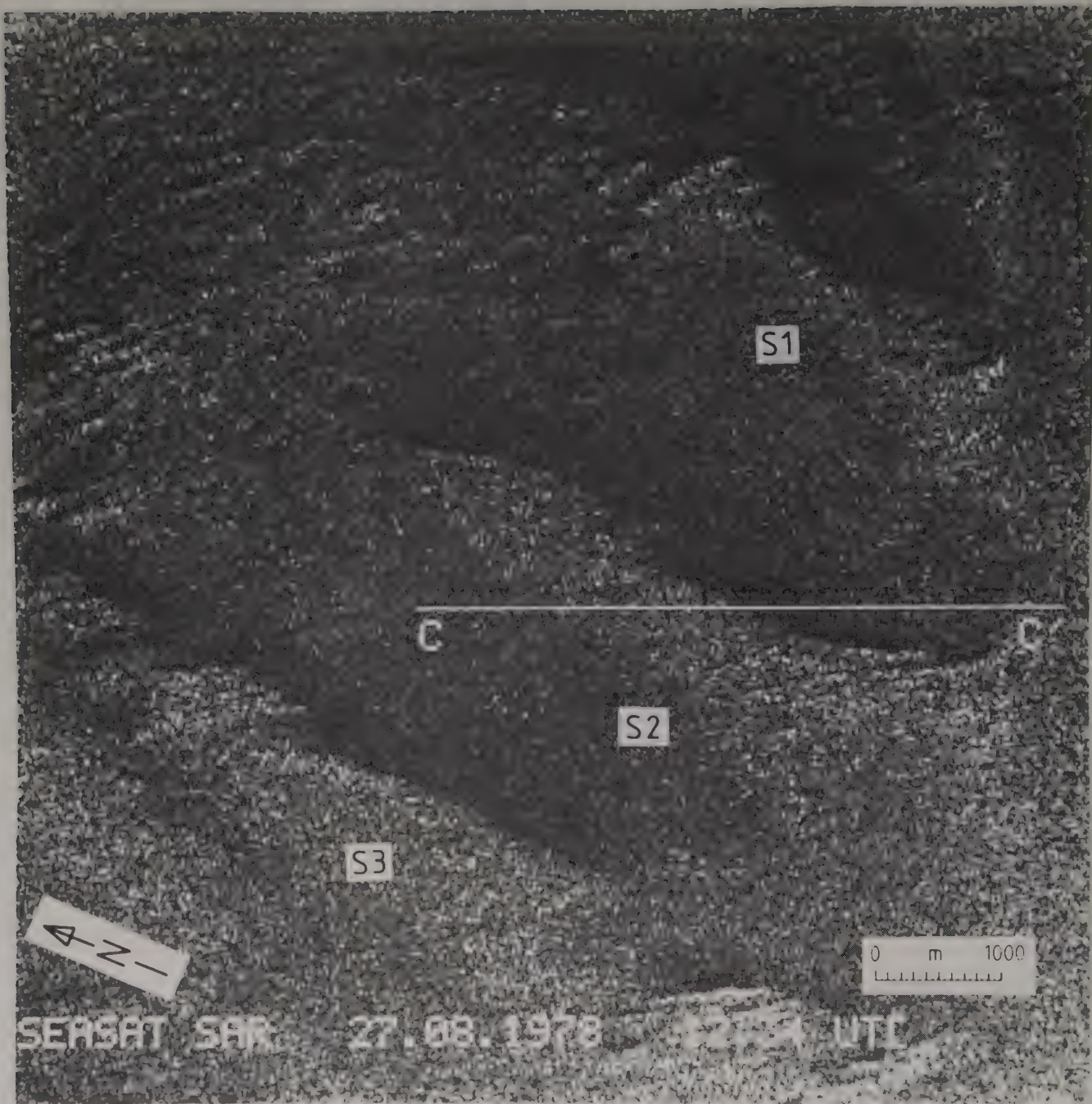


Abb. 62. Vergrößertes Radarbild des Ausschnittes K1 der Seasat SAR-Szene von Abb. 58 mit dem geglätteten Profil C-C' entlang der Bildzeile 278.

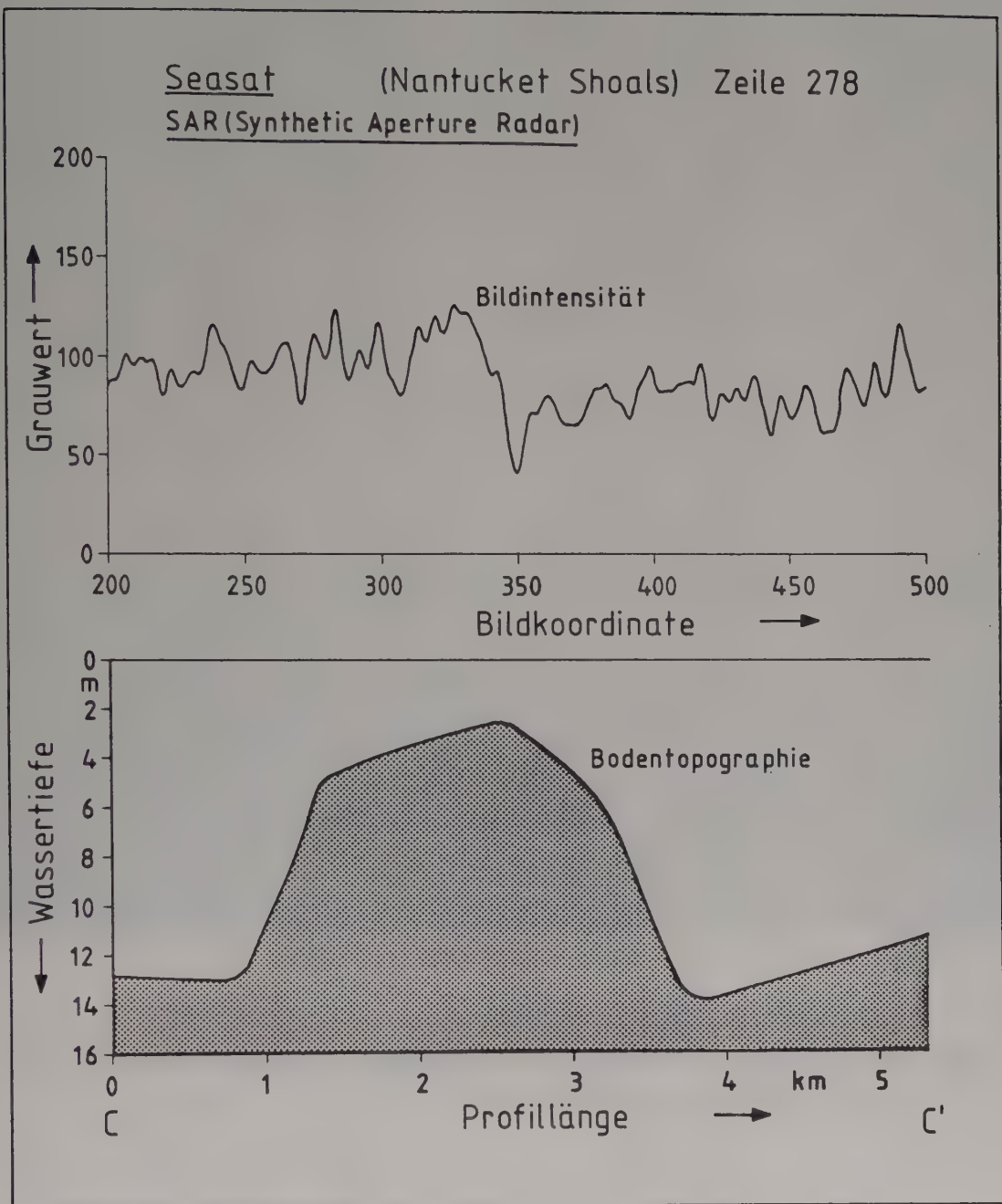


Abb. 63. Profil der Bodentopographie und des dazugehörigen Profils der Bildintensität über der Sandbank S2 entlang der Linie C-C' des Seasat SAR Bildes.



Abb. 64. Hasselblad Photographie vom 15. März 1986 des Seegebietes der Nantucket Untiefen (modifiziert aus: Smith, 1987).

3.1 Bildanalyse der Skylab Szene

Für die Analyse des optischen Abbildungsmechanismus wurden die drei Farbschichten blau, grün und rot der Skylab Bilder (in Form von Transparenten) separat mit einem Optronics C4500 Filmabtaster digitalisiert. Die Dichtewerte der Filmschichten wurden aus der Eastman Kodak Veröffentlichung Nr. M-61 (1972) für den benutzten Film SO-242 bestimmt. Bei Cyan ergibt sich für den linearen Bereich der charakteristischen Kurve (Abb. 65) eine Filmdichte ρ_F von

$$\rho_F = (-\log(R) \cdot 2,3) - 1,9 \quad (111)$$

bzw. für die Reflektivität R

$$R = 10^{-\left(\frac{\rho_F + 1,9}{2,3}\right)} \quad (112)$$

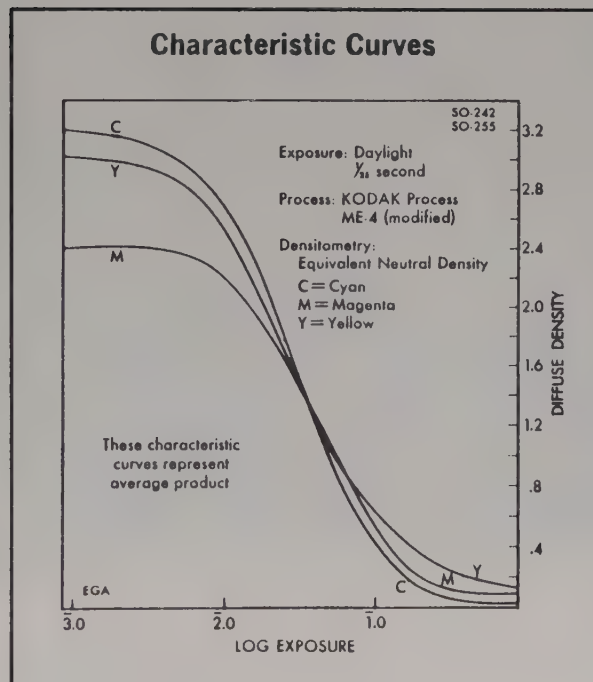


Abb. 65. Charakteristische Kurven für die Yellow (Y)-, Magenta (M)- und Cyan (C)-bildenden Filmschichten nach Angabe des Herstellers (aus: Eastman Kodak Veröffentlichung Nr. M-61, 1972).

Der Optronics-Film wurde als Positivfilm mit der Dichte 3 digitalisiert. Somit ergibt sich die Umrechnung für den jeweiligen Grauwert D im Grauwertbereich von $D = 0 - 255$ (8 bit)

$$D = 255 - \left(\frac{256}{3} \cdot \rho_F \right) \quad (113)$$

und für ρ_F folgt aus Gleichung (113)

$$\rho_F = \frac{3 \cdot (255 - D)}{256} \quad (114)$$

Da R proportional zur Strahldichte L ist und hier nur Relativwerte betrachtet werden, ergibt sich beispielsweise für die maximale Modulation $(\delta R/R_o)_{\max}$, wenn Gleichung (114) in Gleichung (112) eingesetzt wird

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta R}{R_o} \right)_{\max} &= \frac{R_{\max} - R_o}{R_o} \\ &= \frac{10^{-\left(\left(\frac{3 \cdot (255 - D_{\max})}{256} + 1,9 \right) \cdot \frac{1}{2,3} \right)} - 10^{-\left(\left(\frac{3 \cdot (255 - D_o)}{256} + 1,9 \right) \cdot \frac{1}{2,3} \right)}}{10^{-\left(\left(\frac{3 \cdot (255 - D_o)}{256} + 1,9 \right) \cdot \frac{1}{2,3} \right)}} \\ &= \left(\frac{\delta L}{L_o} \right)_{\max} \end{aligned} \quad (115)$$

Um die Modulation der Bildhelligkeit zu vergleichen, wurde sowohl im Radarbild als auch im optischen Bild ein Profil im gleichen Seegebiet untersucht. Weil beide Bilder nicht geometrisch entzerrt wurden, haben beide Profile nicht genau die gleiche Position.

Die Modulation der Helligkeit des optischen Bildes wurde entlang der Zeile 194 des Profils B-B' quer über der Sandbank S2 berechnet und ist in der Abbildung 66 dargestellt; dieses Bild zeigt die Dichte der roten Filmschicht des vergrößerten Ausschnitts K2 der im Original farbigen Skylab ETC-Szene (Abb. 59). In der Abb. 67 sind das Bodentopographieprofil und die Bilddichten der Filmschichten blau, grün und rot entlang des Profils B-B' eingezeichnet. Das äquivalente Profil C-C' des Radarbildes ist in der Abbildung 63 gezeigt.



Abb. 66. Vergrößerter Bildausschnitt K2 der roten Filmschicht der Skylab Photographie von Abbildung 59 mit dem Profil B-B' entlang der Bildzeile 194.

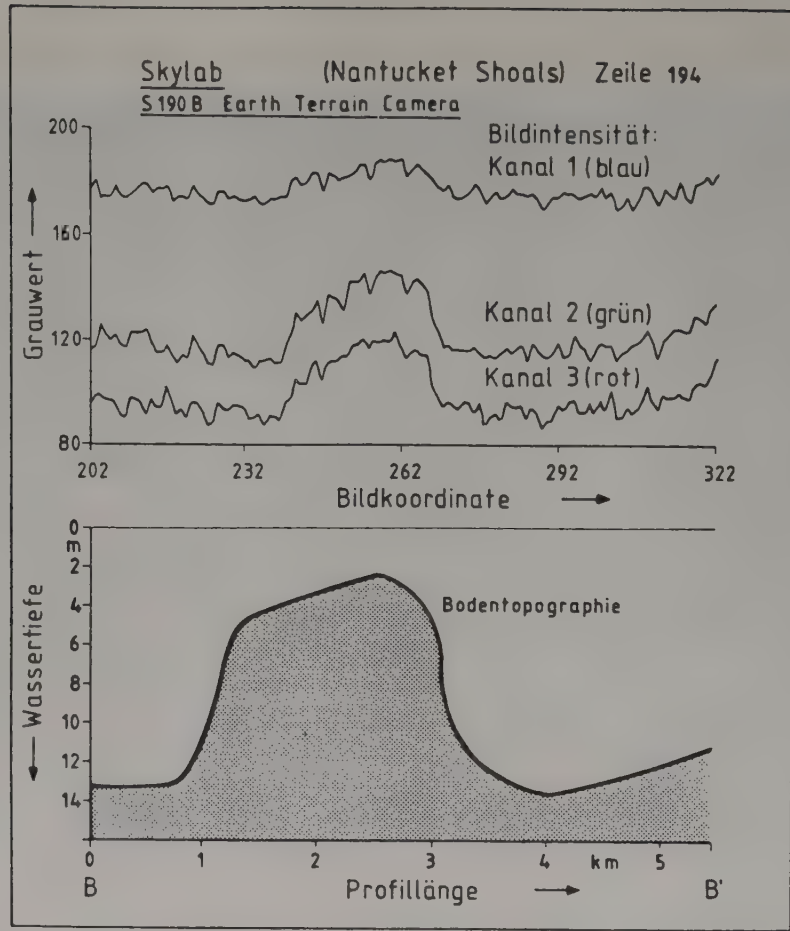


Abb. 67. Profil der Bodentopographie im Vergleich mit der blauen, grünen und roten Bildintensität (Grauwert) der Skylab-Szene über der Sandbank S2 entlang der Linie B-B' (Abb. 66).

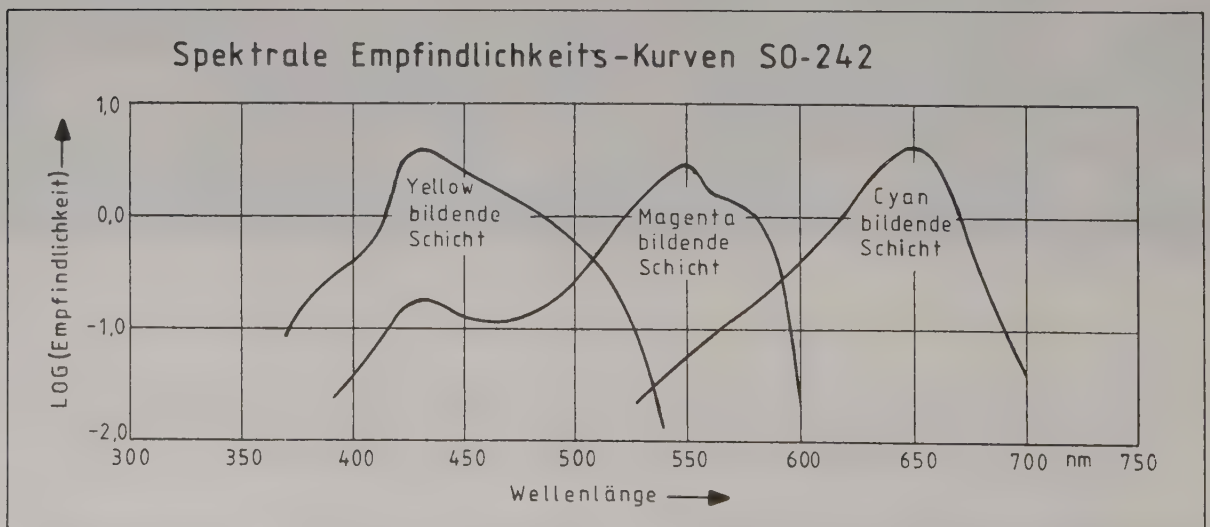


Abb. 68. Spektrale Empfindlichkeit der Farbdichtekurven der drei Filmschichten des SO-242 Films der Erdbeobachtungskamera von Skylab (modifiziert aus: Eastman Kodak Veröffentlichung Nr. M-61, 1972).

Die entsprechenden elektromagnetischen Wellenlängen der maximalen Empfindlichkeit der drei Filmschichten liegen im blauen bei $\lambda_{\text{omax}} = 430 \text{ nm}$, im grünen bei $\lambda_{\text{omax}} = 550 \text{ nm}$ und im roten bei $\lambda_{\text{omax}} = 650 \text{ nm}$ (Abb. 68). Wie in der Abb. 67 zu erkennen ist, werden ähnliche Modulationscharakteristiken in der Dichte der einzelnen Filmschichten beobachtet. Das Hintergrund- und Modulationssignal ist jedoch jeweils unterschiedlich. Das Hintergrundsignal im blauen ist erhöht aufgrund des hohen Anteils des blauen diffusen Himmelslichtes, folglich ist die Bildmodulation gering:

$$\left(\frac{\delta D(430 \text{ nm})}{D_0(430 \text{ nm})} \right)_{\text{max}} = \frac{D_{\text{max}} - D_0}{D_0} = \frac{188 - 175}{175} = 0,07 \quad (116)$$

Der Hintergrund im grünen ist geringer als im blauen. Die Modulation ist

$$\left(\frac{\delta D(550 \text{ nm})}{D_0(550 \text{ nm})} \right)_{\text{max}} = \frac{D_{\text{max}} - D_0}{D_0} = \frac{146 - 117}{117} = 0,25 \quad (117)$$

Spektrale Analysen der S190B Farbbilder zeigen, daß die maximale Streuung bei Sedimentpartikeln im Wasser bei 550 nm liegt (NASA, 1978). Das Hintergrundsignal im roten ist am schwächsten, weil hier der Einfluß des diffusen Himmelslichtes gering ist. Deshalb kann die direkte Reflektion des Sonnenlichtes an der Wasseroberfläche einen signifikanten Beitrag zum Abbildungsmechanismus liefern.

Der Wert der Modulation im roten ist:

$$\left(\frac{\delta D(650 \text{ nm})}{D_0(650 \text{ nm})} \right)_{\text{max}} = \frac{D_{\text{max}} - D_0}{D_0} = \frac{123 - 94}{94} = 0,31 \quad (118)$$

Dieser Wert ist größer als im blauen und grünen, obwohl in erster Näherung die Rückstreuung der Wassersäule und die Reflektion des submarinen Bodens im roten vernachlässigt werden können.

Es stehen hier keine Informationen über die atmosphärische Trübung und über die Schwebstoffverteilung im Wasser während des Überflugs von Skylab zur Verfügung. Obwohl lückenhafte Informationen vorliegen, kann aber trotzdem überprüft werden, ob die Reflektion des direkten Sonnenlichtes an der Wasseroberfläche ausreicht, die Modulation der Bildintensität im roten Teil des elektromagnetischen Spektrums zu erklären. Wenn der Anteil der submarinen Bodenreflektion vernachlässigbar ist, dann muß der dominierende Anteil des Abbildungsmechanismus die spiegelnde Reflektion an der Wasseroberfläche sein.

4. Abschätzung der Modulation durch die Reflexion des submarinen Bodens und durch Schwebstoffe

Um zu bestimmen, ob die Bilddichte der Skylab Photographie von dem reflektierten Sonnenlicht der submarinen Bodentopographie abhängt, wurde zunächst der Modulationsterm $\delta r(\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm}, z)/r_0(\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm})$ der Bodenreflektion nach Gleichung (87) berechnet. Es wurde eine hohe Bodenreflektion von 25 % und Wasser ohne Schwebstoffgehalt angenommen. Diese Annahmen wurden mit Vorsicht gemacht. In der Realität ist die Bodenreflektion geringer als 25 % (Spitzer und Dirks, 1987) und das Wasser enthält Schwebstoffe. Die Abbildung 69 zeigt den Attenuationskoeffizienten c_a in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 für verschiedene Wasserkörper. Man sieht aus dieser Abbildung, daß bei $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$ der Attenuationskoeffizient für ein mittleres Küstengewässer schon den Wert $c_a \approx 0,006 \text{ cm}^{-1}$ erreicht. Das bedeutet, daß das Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$ nicht sehr tief in ein Gewässer diesen Typs eindringen kann.

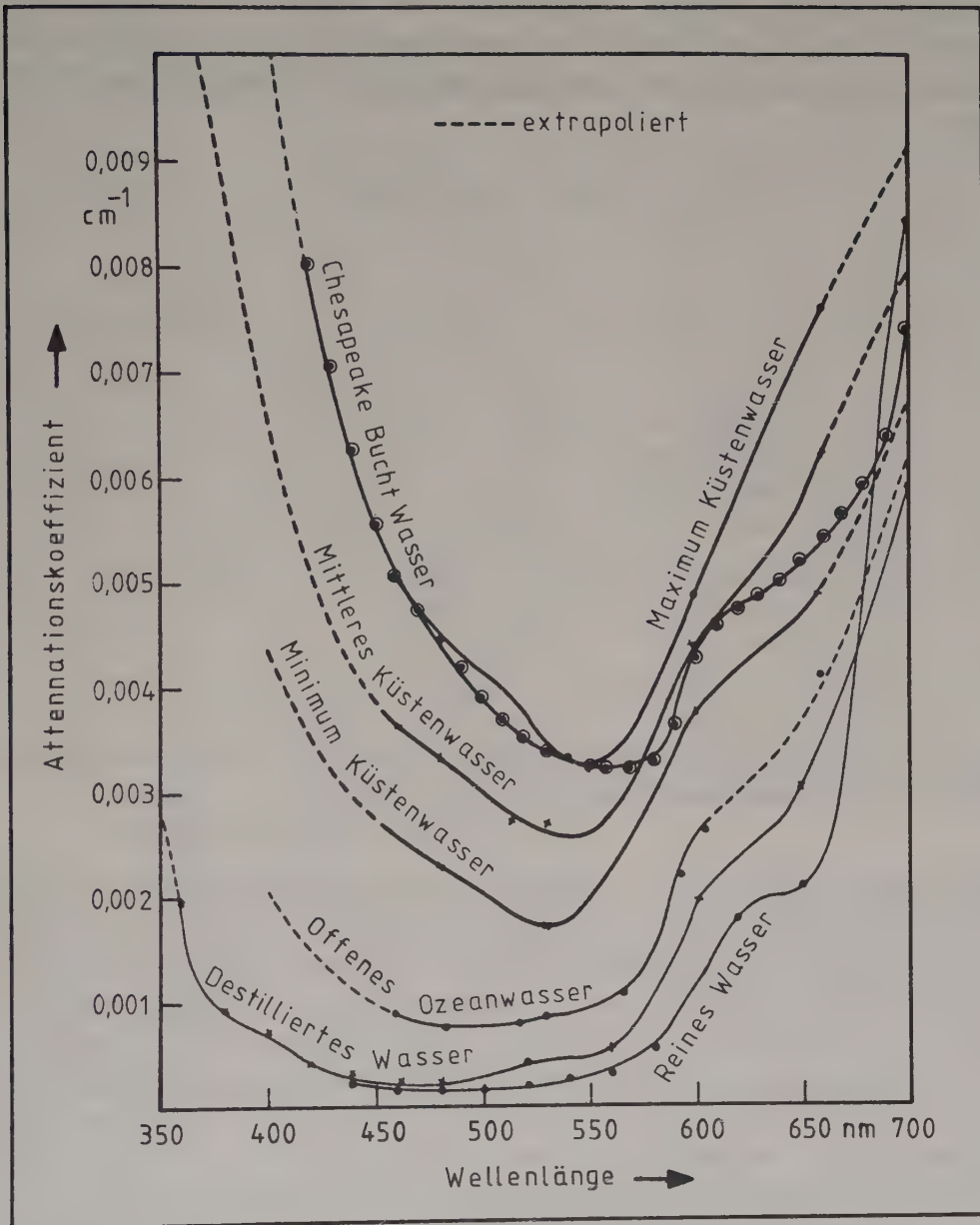


Abb. 69. Attenuationskoeffizient c_a in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 für verschiedene Wasserkörper (modifiziert aus: Klemas, 1976).

Die Abbildung 70 zeigt die theoretisch berechneten Grauwerte der submarinen Bodenreflektion, die mit dem Zweistrommodell (Gl. (87)) in Abhängigkeit der Wassertiefe berechnet wurden; die Kurve ist fast linear. Der Beitrag der submarinen Bodenreflektion erreicht den Wert Null bei einer Wassertiefe von ungefähr 3,2 m. In der Realität ist anzunehmen, daß der Beitrag der Bodenreflektion im roten schon bei einer noch geringeren Wassertiefe den Wert Null erreicht.

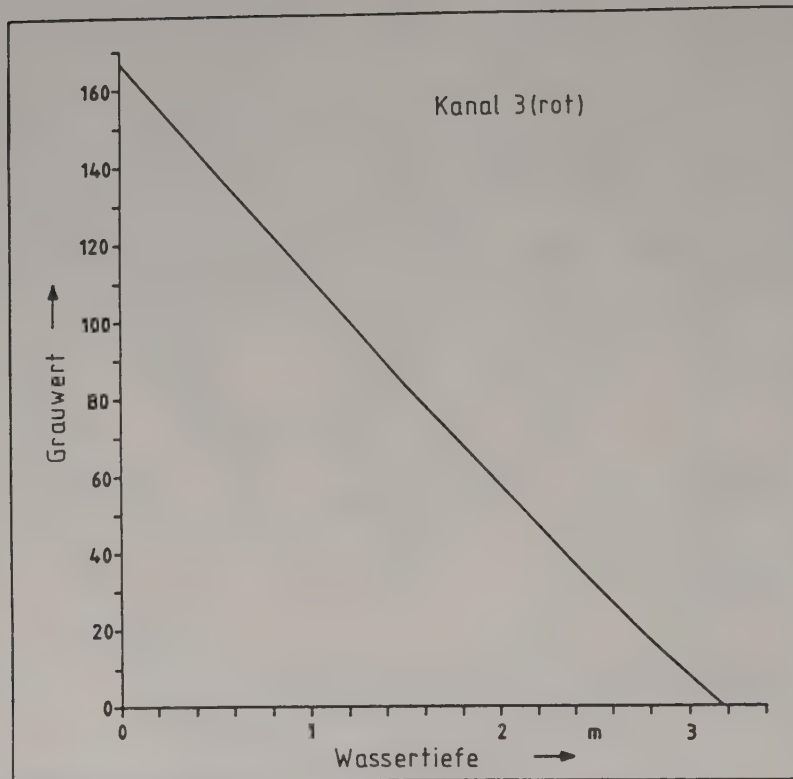


Abb. 70. Theoretisch berechnete Graustufen der submarinen Bodenreflektion $\delta r(\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm}, z)/r_0(\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm})$ des Zweistrommodells in Abhängigkeit der Wassertiefe.

In der Abbildung 71 werden die Grauwerte der roten ($\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm}$) Schicht von Zeile 194 des Skylab ETC Bildes als Funktion der Wassertiefe mit einigen theoretisch (nach Gl. (87)) berechneten Grauwerten aus der Abbildung 70 verglichen. Diese beiden Kurven veranschaulichen, daß die gemessenen Grauwerte sehr viel höher liegen als die Grauwerte, die theoretisch für reines Wasser mit

hoher Bodenreflektion berechnet wurden. Jedoch zeigen die gemessenen Grauwerte ebenfalls eine Abhängigkeit der Wassertiefe, obwohl der Beitrag durch den submarinen Boden vernachlässigt werden kann.

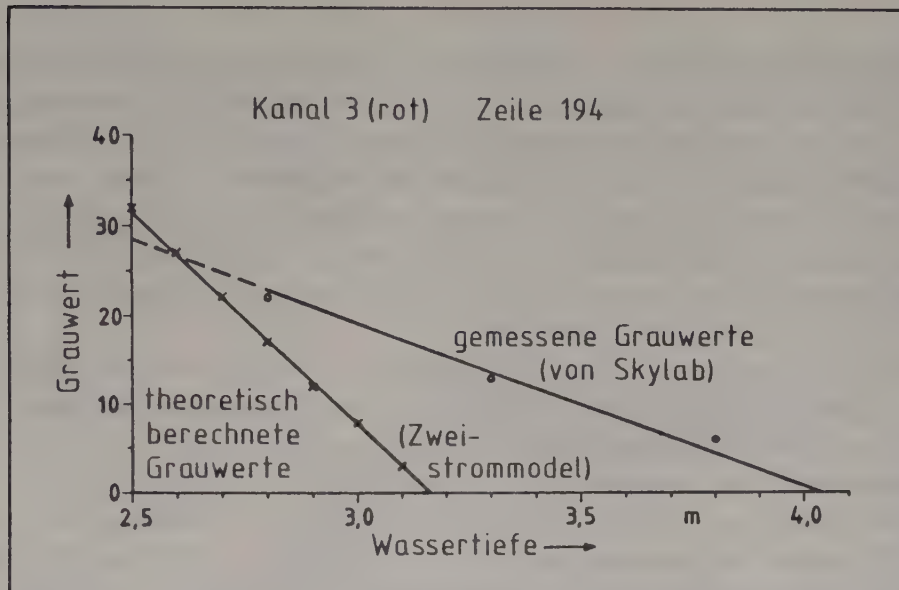


Abb. 71. Gemessene Graustufen der roten Skylab Filmschicht von Bildzeile 194 im Vergleich mit den *theoretisch berechneten* Graustufen des **Zweistrommodells** als Funktion der Wassertiefe.

Der Gehalt an Schwebstoffen in der Wassersäule ist eine andere mögliche Erklärung für die beobachtete Dichtevariation im Film. Eine Diskussion der Zusammenhänge zwischen gemessener Schwebstoffkonzentration, Strömungsrichtung und -geschwindigkeit sowie Windrichtung und -geschwindigkeit findet man beispielsweise in Stewart und Jordan (1964). Auf der Georges Bank wird beobachtet, daß sich die Sedimente westwärts bewegen, wenn sich der Gezeitenstrom und die durch den Wind bedingte Oberflächendrift in die gleiche Richtung bewegen. Die Sedimente werden abgelagert, wenn beispielsweise durch unterschiedliche Richtungen der Oberflächendrift und der Gezeitenströmung eine kleinere resultierende Strömungsgeschwindigkeit entsteht. Die Sedimente können dann nicht mehr mit der Strömung transportiert werden.

Vergleicht man die Gezeitenstromrichtung (Tabelle 4) und die Windrichtung (Tabelle 5) während des Überflugs von Skylab, so ergibt sich, daß die Windrichtung ungefähr entgegengesetzt zur Gezeitenstromrichtung ist. Deshalb wird angenommen, daß die resultierende Geschwindigkeit unterhalb derer liegt, die benötigt wird, um den Hauptanteil der Sedimente zu bewegen. Der Turbulenzgrad kann jedoch ausreichend sein für eine teilweise Resuspension der Sedimente.

5. Berechnung der direkt reflektierten Strahldichte an der Wasseroberfläche mit dem Cox–Munk Modell

In diesem Kapitel wird nun angenommen, daß die hellen Bildsignaturen in der Skylab Aufnahme hauptsächlich durch *Effekte an der Wasseroberfläche* entstehen. Um zu überprüfen, ob das Cox–Munk Modell, nur in *Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit*, die Modulation der Helligkeit erklären kann, wurde die reflektierte Strahldichte an der Wasseroberfläche L_{SG} für verschiedene Beobachtungswinkel θ in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit U_w zum Zeitpunkt des Überflugs von Skylab nach Gleichung (91) berechnet. Folgende Werte wurden in die Gl. (91) bis (100) eingesetzt:

Zenitwinkel der Sonne $\theta_0 = 38^\circ$, Flugwinkel $\phi = 33^\circ$, Azimutwinkel der Sonne $\phi_0 = 194^\circ$ (zur Einfachheit wird hier nur ein Azimutwinkel betrachtet); extraterristrische Strahlungsflußdichte der Sonne $E_0 = 162 \text{ m W/cm}^2 \mu\text{m}$; Transmission durch die Atmosphäre von $\exp(-\tau(\cos \theta_0)^{-1}) = 0,6$.

In der Abbildung 72 sind zehn Kurven der direkt reflektierten Strahldichte L_{SG} für zehn Beobachtungswinkel $\theta(1^\circ - 10^\circ, \Delta\theta = 1^\circ)$ und für zehn mittlere Neigungsverteilungen der Wasserwellen ins Quadrat s^2 in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit U_w (m/s) aufgetragen. Die maximale Bilddichtemodulation $(\delta D/D_0)_{\max}$ der roten Schicht des Skylab ETC Farbfilms ist nach Gleichung (118)

$$\left(\frac{\delta D}{D_0}\right)_{\max} = 0,31 \quad (119)$$

gegeben. Die Transformation in relative Strahldichte nach Gleichung (115) ergibt einen Wert von

$$\left(\frac{\delta L_{SG}}{L_{OSG}}\right)_{\max} = 0,41 \quad (120)$$

L_{OSG} wurde mit den Helligkeitswerten der Pixel der beiderseits der Sandbank S2 liegenden tiefen Rinnen (Wassertiefe $> 8 \text{ m}$) bestimmt (in Abb. 67 für die Bildkoordinaten 202–227 und 270–318). Dieser Wert von L_{OSG} ist vergleichbar mit den Werten anderer tiefer Seegebiete des Bildes. L_{SG} ist die maximale Helligkeit des Pixels oberhalb der Sandbank (in Abb. 67 für die Bildkoordinate 261). Die gleiche Modulation, nur in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit U_w , von

$$\frac{\delta L_{SG}(U_w)}{L_{OSG}(U_w)} = \frac{L_{SG}(U_w) - L_{OSG}(U_w)}{L_{OSG}(U_w)} = \frac{0,4488 - 0,3183}{0,3183} = 0,41 \quad (121)$$

erhält man, wenn für $L_{SG}(U_w)$ ein kritischer Neigungswinkel von $\alpha_c = 19^\circ$ für die Wellenfacetten (siehe Gl. 122) und für den Beobachtungswinkel $\theta = 7^\circ$ angenommen wird; die anderen Parameter sind die gleichen, wie oben definiert.

Für L_{OSG} berechnet sich daraufhin ein Wert von 0,3183. Aufgrund der Differenz zwischen $L_{SG}(U_w) - L_{OSG}(U_w) = 0,1305$ (Abb. 72) muß ebenfalls ein Unterschied in der Windgeschwindigkeit U_w von ungefähr 11 m/s auftreten zwischen dem Gebiet des maximalen Grauwertes und dem Grauwert des Hintergrundgebietes.

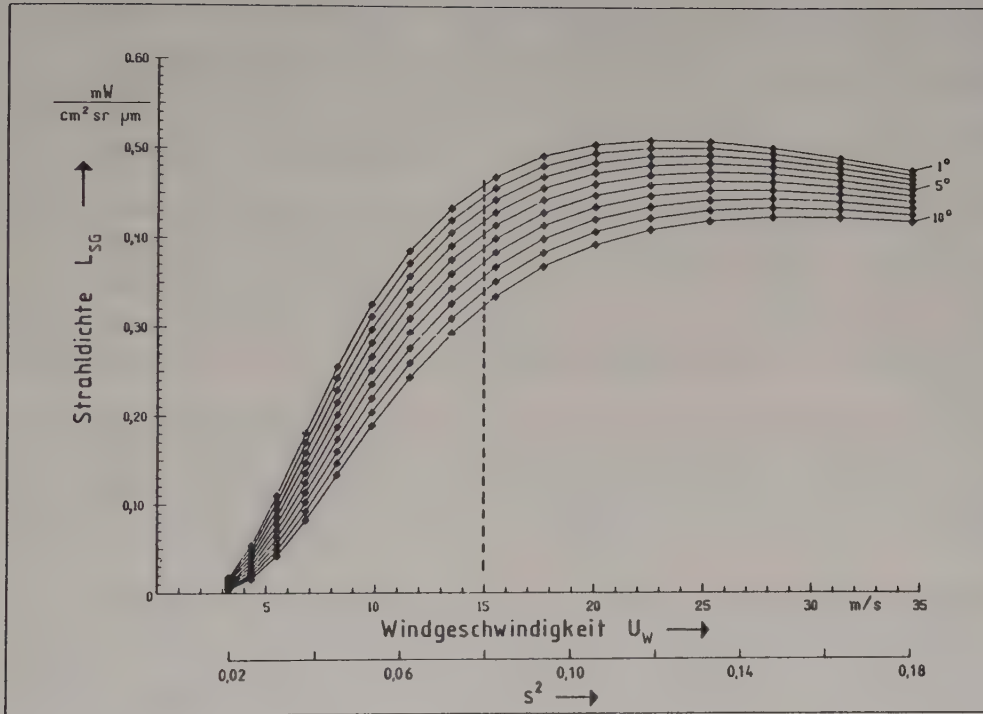


Abb. 72. Direkt an der Wasseroberfläche reflektierte Strahldichte L_{SG} für variable Beobachtungswinkel ($\theta = 1^\circ - 10^\circ$) und variable mittlere Neigungen der Wasserwellen s^2 in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit U_w in m/s für den Sonnenstand von $\theta_0 = 38^\circ$ und $\phi_0 = 194^\circ$, der Flugrichtung von $\phi = 33^\circ$, einer extraterrestrischen Strahlungsflußdichte der Sonne von $E_0 = 162 \text{ mW/cm}^2 \mu\text{m}$ und einer Transmission durch die Atmosphäre von $\exp(-\tau(\cos \theta)^{-1}) = 0,6$.

Dieses Beispiel soll die *begrenzte Anwendung des Cox-Munk Modells* verdeutlichen. Hinzuzufügen ist, daß die Messungen und Berechnungen bei Cox und Munk mit Windgeschwindigkeiten ≤ 15 m/s (siehe Abb. (72)) vorgenommen wurden. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit verändern sich die optischen Eigenschaften der Meeresoberfläche durch den vermehrten Anteil von Schaum. Die Wetterbedingungen, die in der Tabelle 5 aufgelistet sind, geben eine Windgeschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes der Skylab-Szene von durchschnittlich 3 m/s an. Diese Windgeschwindigkeit ist zu gering, um nach dem Cox-Munk Modell eine kritische Neigungsverteilung der Wellenfacetten von 19° zu erhalten. Ebenso kann eine Differenz in der Windgeschwindigkeit von 11 m/s für dieses Seegebiet und diesen Tag ausgeschlossen werden. Das heißt, die Helligkeitsmodulation von $\delta L_{SG}(U_W)/L_{OSG}(U_W)_{\max} = 0,41$ im Bereich der Sandbank S2 kann nicht durch Variationen in der Windgeschwindigkeit, wie sie das Cox-Munk Modell beschreibt, erklärt werden.

6. Kann der Einfluß der Bodentopographie die beobachtete Helligkeitsmodulation in der Wasseroberflächenrauigkeit erklären?

Bis jetzt wurde die Möglichkeit ausgeschlossen, daß als Ursache reflektiertes Sonnenlicht vom submarinen Boden oder zurückgestreutes Sonnenlicht an Schwebstoffen in der Wassersäule für die beobachtete Helligkeitsmodulation in der Abbildung 59 im Ausschnitt (K2), Abbildung 66 und Abbildung 67 zu betrachten ist.

Der einzig mögliche Effekt ist eine Variation in der Wasseroberflächenrauigkeit, das heißt, eine *Änderung der mittleren Neigung der Wasserwellen*, die spiegelnd mehr oder weniger Sonnenlicht in die Kamera reflektieren.

In Kapitel 5 wurde deutlich, daß im betrachteten Testgebiet die Windgeschwindigkeit zu gering ist, damit eine mittlere Neigung der Wasserwellen entsteht, um somit das Cox–Munk Modell anwenden zu können. Es soll nun überprüft werden, ob die beobachtete Helligkeitsmodulation im Testgebiet durch steilere Wellen erzeugt wird, wie es der Radarabbildungsmechanismus vorhersagt.

Wenn man den Einfluß des spiegelnd reflektierten Himmelslichtes vernachlässigt, weil hier nur die Helligkeit der roten Filmschicht betrachtet wird, so kann der linke Teil der Gleichung (110) benutzt werden, um die Modulation der mittleren Wellenneigung ins Quadrat s^2 aus der Helligkeitsmodulation zu berechnen.

Die Bildhelligkeit der angrenzenden tiefen Rinnen außerhalb der Sandbank S2 (Abb. 67) ist vergleichbar mit anderen tiefen Seegebieten im Bild. Es wird deshalb angenommen, daß diese Hintergrundhelligkeit in der roten Schicht des Films spiegelnd reflektiertes Sonnenlicht ist, hervorgerufen durch windinduzierte Wellen. Darum können nun die Gleichungen (104) – (107) angewendet werden und für den Hintergrund wird eine mittlere Wellenneigung ins Quadrat von $s_0^2 = 0,0407$ berechnet. Dieser Wert entspricht einer mittleren Wellenneigung von $11,4^\circ$, wenn $U_w = 3 \text{ m/s}$ als eine mittlere Windgeschwindigkeit für das ausgewählte Testgebiet während des Aufnahmezeitpunktes angenommen wird (siehe auch dazu Tabelle 5), $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ und $T = 73 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}^2$ in die Gleichungen (105a) und (105b) sowie anschließend die Ergebnisse k_o und k_c zusammen mit $B_0 = 0,007$ in die Gleichung (107) eingesetzt werden.

Das Problem ist nun den Winkel zu finden, der notwendig ist, um maximale Helligkeit zu erzeugen. Ausgehend vom einfachen Reflektionsgesetz (siehe Abb. 73)

$$\alpha_c > -90^\circ + 2\alpha_s + \psi_0 \quad (122)$$

wobei α_c der Neigungswinkel der lokalen Wellenfacette und ψ_0 die Sonnenhöhe ist, ergibt sich für die aktuelle Beobachtungs- und Beleuchtungsgeometrie ein

Winkel von $\alpha_c = 19^\circ$, was einer mittleren Wellenneigung ins Quadrat von $s^2 = 0,1185$ entspricht, wenn der Wert $\psi_0 = 52^\circ$ (berechnet für den 12. September, 1973; 17.11 UTC; für die Position $41^\circ 15' \text{ N}, 69^\circ 50' \text{ W}$) in die Gleichung (122) eingesetzt wird. Um die maximale Helligkeit im Bild zu erreichen, werden Wellen benötigt, die ungefähr im Mittel $7^\circ - 8^\circ$ steiler sind als der mittlere Neigungswinkel der Wellen vom Hintergrund. Werden jetzt die beobachtete Helligkeitsmodulation und die mittlere Wellenneigung ins Quadrat des Hintergrundes nach Gleichung (110) benutzt, so ergibt sich ein Wert für

$$\delta s^2 = s_0^2 \cdot 0,41 = 0,0407 \cdot 0,41 = 0,0167 \quad (123)$$

was einer mittleren gestörten Wellenneigung von

$$\overline{\delta \alpha} = \tan^{-1} \sqrt{(\delta s^2)} = 7,3^\circ \quad (124)$$

entspricht. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Wellen oberhalb der submarinen Topographie eine steilere mittlere Wellenneigung ins Quadrat haben, wie beim Radarabbildungsmechanismus vorhergesagt, und daß der berechnete Wert aufgrund der Helligkeitsmodulation von gleicher Größenordnung und somit eine gute Näherung ist.

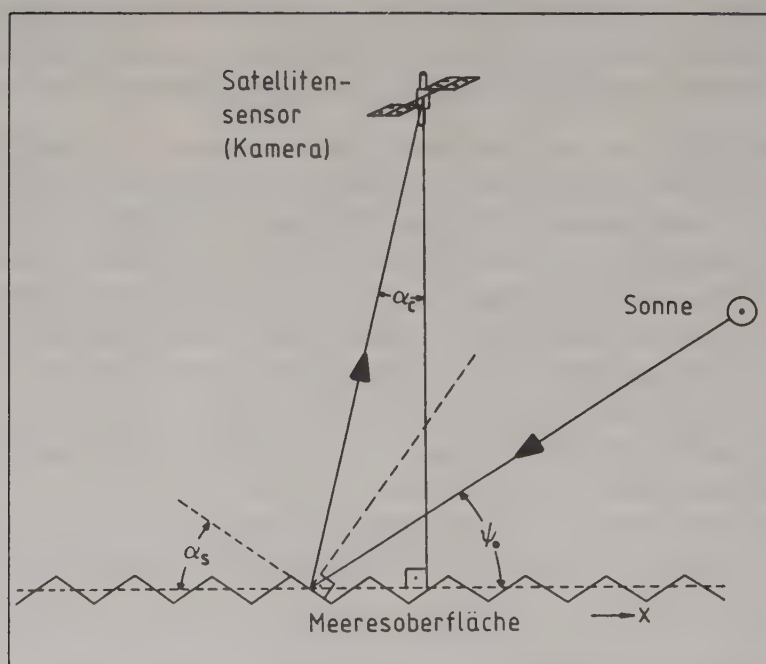


Abb. 73. Geometrie des kritischen Neigungswinkels α_c für die Bedingung der Reflektion an den Wellenfacetten; α_s ist die Neigung der Wellenfacette, und ψ_0 ist die Sonnenhöhe.

Die Interpretation dieser Resultate führt zu folgendem Ergebnis:

- Die Modulation der mittleren Wellenneigung ins Quadrat wird – unter den gegebenen Beobachtungsbedingungen – durch die **Gezeitenströmung** hervorgerufen, die über die submarine Bodentopographie fließt. Durch die *Wechselwirkung* zwischen der Bodentopographie und dem Gezeitenstromfeld werden die Wellenneigungen steiler, die Anzahl der kritischen Wellenfacetten, die für das Sonnenglitzern verantwortlich sind, nimmt pro Einheitsfläche zu, wodurch dann letztlich das beobachtete Muster des spiegelnden Sonnenlichtes in der Szene (Abb. 59) abgebildet wird.

Wie sensitiv aber die direkt reflektierte Strahldichte L_{SG} auf Variationen der gesamten Geometrie reagiert, zeigen u.a. auch Sturm (1980), Zibordi und Bonzagni(1987), sowie die Aufnahmen im Sonnenglitzern während der U.S.-amerikanischen Shuttle Mission STS41-G vom Oktober 1984 von P. Scully-Power (1986).

7. Zusammenfassung und Diskussion

Der Vergleich des Seasat Radarbildes mit der Skylab Photographie zeigt, daß ähnliche Signaturen an der Wasseroberfläche abgebildet werden.

Aufgrund der Theorie des Abbildungsmechanismus von Unterwasser-Bodentopographie durch Radar, können die abgebildeten Muster in der Photographie, die durch die *Gezeitenströmung über Inhomogenitäten der Bodentopographie* entstehen, ebenfalls nur durch die *Variationen in der Wasseroberflächenrauigkeit* erklärt werden.

Die Hauptfrage in diesem Abschnitt war, ob die Signaturen in der Skylab Photographie durch den gleichen Mechanismus verursacht werden. Neben dem Mechanismus der Wechselwirkung zwischen der Bodentopographie, der Strömung und den Oberflächenwellen wurde auch die Reflektion vom submarinen Boden, Rückstreuung des Lichtes durch hohe Schwebstoffkonzentration in der Wassersäule und durch spiegelnd reflektiertes Licht an der rauhen Wasseroberfläche durch variable Windverhältnisse als mögliche Abbildungsmechanismen untersucht.

Während des Aufnahmezeitpunktes der Skylab Szene kann folgendes ausgeschlossen werden:

- der Effekt variabler Windgeschwindigkeiten, weil die mittlere beobachtete Windgeschwindigkeit zu gering war;
- der Effekt von Schwebstoffwolken, weil Beobachtungen bei ähnlichen Gezeitenstrom- und Windbedingungen gezeigt haben, daß die Konzentration nicht ausreicht, um so eine große Modulation in der Helligkeit des Bildes zu erzeugen;
- der Effekt des reflektierten Lichtes vom submarinen Boden, weil die Wassertiefen oberhalb der Untiefen zu groß sind; nur in den Seegebieten, wo die Wassertiefe 2 m oder geringer ist, kann ein Beitrag des reflektierten Lichtes vom Boden in der roten Schicht des Farbfilms hinzukommen.

Der einzig mögliche Mechanismus, der die Korrelation zwischen der submarinen Bodentopographie und der Helligkeitssignatur im Bild erklären kann, ist das *direkte Sonnenlicht*, welches spiegelnd an der variablen Meeresoberflächenrauigkeit reflektiert wird, wobei die *Modulation der Oberflächenrauigkeit* durch den oben beschriebenen Wechselwirkungsprozeß entsteht.

Durch diese Interpretation kann folgendes zusammengefaßt werden:

1. Die Variation der Helligkeit wird im Radarbild und im optischen Bild durch **Oberflächeneffekte** hervorgerufen, wobei die Modulation der Rauigkeit durch die Wechselwirkung der Gezeitenströmung mit der Bodentopographie entsteht.
2. Die Modulationsmuster der Radarsignaturen von Unterwasser-Bodentopographie sind in Teil I beschrieben. Bei der optischen Abbildungssignatur kann das Modulationssignal ebenfalls erhöht oder reduziert sein, in Abhängigkeit der Beleuchtungs- und Beobachtungsgeometrie. Das Bild, welches hier analysiert wurde, hat erhöhte Grauwerte im Vergleich zum Hintergrund.
3. Die alleinige Anwendung des *Cox-Munk Modells* kann nicht die optische Intensitätsmodulation oberhalb von submariner Bodentopographie erklären. Es ist ebenso notwendig, die *Störung der mittleren Neigungsverteilung der Wasserwellen* aufgrund von Strömungsgradienten zu berücksichtigen. In flachen Seegebieten mit einer Wassertiefe < 2 m ist im roten ein Beitrag durch die Reflektion am Bodenrelief ebenfalls möglich.

In erster Näherung reichen die zuvor gemachten Annahmen jedoch aus, um damit die Abbildung von Unterwasser-Bodentopographie in Flachwassergebieten zu erklären.

Literaturverzeichnis

- [1] ADMIRALTY TIDAL PUBLICATIONS, "Tidal stream atlas, Dover Strait", NP233, Edition 2, Hydrographic Department, Taunton, 1975.
- [2] ADMIRALTY TIDAL PUBLICATIONS, "Tidal stream atlas, North Sea Southern Portion", NP251, Edition 3, Hydrographic Department, Taunton, 1976.
- [3] ALPERS, W., AND K. HASSELMANN, "The two-frequency microwave technique for measuring ocean-wave spectra from an airplane or satellite", *Boundary-Layer Meteorology* 13, p. 215 – 230, 1978.
- [4] ALPERS, W. R., AND C. L. RUFENACH, "The effect of orbital motions on synthetic aperture radar imagery of ocean waves", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-27, No. 5, p. 685 – 690, 1979.
- [5] ALPERS, W. R.; D. B. ROSS, AND C. L. RUFENACH, "On the detectability of ocean surface waves by real and synthetic aperture radar", *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, p. 6481 – 6498, 1981.
- [6] ALPERS, W., "Imaging ocean surface waves by synthetic aperture radar – a review", in: *Satellite Microwave Remote Sensing*, ed. by T. D. Allan, published by Ellis Horwood Limited, Chichester, England, Chapter 6, 1983a.
- [7] ALPERS, W., "Monte Carlo simulations for studying the relationship between ocean wave and synthetic aperture radar image spectra", *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, p. 1745 – 1759, 1983b.
- [8] ALPERS, W., AND I. HENNINGS, "A theory of the imaging mechanism of underwater bottom topography by real and synthetic aperture radar", *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, p. 10529 – 10546, 1984.
- [9] ALPERS, W. R., AND C. BRÜNING, "On the relative importance of motion-related contributions to the SAR imaging mechanism of ocean surface waves", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-24, No. 6, p. 873 – 885, 1986.
- [10] APEL, J. R., "Past, present and future capabilities of satellites relative to the needs of ocean science", presented at the tenth session of the Intergovernmental Oceanographic Commission (IOC), (8 November 1977), UNESCO, Paris, IOC-technical series, Bruun memorial lectures, p. 7 – 38, 1978.

- [11] BAGG, M. T.; A. C. EDWARDS; J. R. PERRY; J. C. SCOTT; J. A. STACEY, AND J. O. THOMAS, "The SIR-B mission: Towards an understanding of internal waves in the ocean", *Admiralty Research Establishment, Procurement Executive, Ministry of Defence, Southwell, Portland, Dorset*, 50 pp., 1986.
- [12] BARRICK, D. E., "Rough surface scattering based on the specular point theory", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-16, No. 4, p. 449 - 454, 1968.
- [13] BARRICK, D. E., "Wind dependance of quasi-specular microwave sea scatter", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-22 Number 1, p. 135 - 136, 1974.
- [14] BOTHNER, M. H.; C. M. PARMENTER, AND J. D. MILLIMAN, "Temporal and spatial variations in suspended matter in continental shelf and slope waters off the northeastern United States: Georges Bank and vicinity (preliminary copy)", *U. S. Geological Survey and Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Massachusetts*, 50 pp., 1980.
- [15] BURTON, B. W., "An investigation of a sandwave field at the south western end of Sandettie Bank Dover Strait", *International Hydrographic Review, Monaco*, LIV (2), p. 45 - 59, 1977.
- [16] CAMFIELD, F. E., AND R. L. STREET, "An investigation of the deformation and breaking of solitary waves", *Technical Report No. 81, Dept. of Civil Engineering, Stanford Univ., Stanford, Calif., DDC AD 664249*, pp. 132, 1967.
- [17] CAMFIELD, F. E., AND R. L. STREET, "The effects of bottom configuration on the deformation, breaking and run-up of solitary waves", *Proceedings of Eleventh Conference on Coastal Engineering, London, England, September 1968, published by American Society of Civil Engineers*, p. 173 - 189, 1969.
- [18] COX, C. S., AND W. H. MUNK, "The measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter", *J. Opt. Soc. Amer.*, 44, p. 838 - 850, 1954.
- [19] COX, C. S., "Refraction and reflection of light at the sea surface", in: *Optical Aspects of Oceanography*, ed. by N. G. Jerlov and E. Steemann Nielsen; Academic Press, London and New York, p. 51 - 75, 1974.
- [20] DE LOOR, G. P., "Remote sensing of the sea by radar. Analysis of available data and results of Noordwijk'77", *Physics Laboratory of the National Defence Research Organisation (TNO), Report No. PHL 1978 - 53*, 1978.
- [21] DE LOOR, G. P., AND H. W. BRUNSVELD VAN HULTEN, "Microwave measurements over the North Sea", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 13, p. 119 - 131, 1978.

- [22] DE LOOR, G. P., "The observation of tidal patterns, currents, and bathymetry with SLAR imagery of the sea", *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Vol. OE-6, No. 4, p. 124 – 129, 1981.
- [23] DE RAIGNIAC, B., "Seasat images with an aircraft X-Band SAR", *Symposium on Microwave Signatures in Remote Sensing, Göteborg, 12 – 22 January 1987*, p. 32 – 33, 1987.
- [24] DEUTSCHE GESELLSCHAFT FÜR ORTUNG UND NAVIGATION E. V. (DGON), "Die Elektronische Seekarte als Navigationssystem", *Ortung und Navigation*, Nr. 3, Seite 309 – 377, 1986.
- [25] DEUTSCHES HYDROGRAPHISCHES INSTITUT (DHI), "Gezeitentafeln für das Jahr 1974", Band 1, *Europäische Gewässer*, 1973.
- [26] DIETRICH, G., "Zur Topographie und Morphologie des Meeresbodens im nördlichen Nordatlantischen Ozean", *Ergänzungsheft Reihe B (4°)*, Nr. 3 zur *Deutschen Hydrographischen Zeitschrift (DHZ)*, Seite 26 – 34, 1959.
- [27] DIVOKY, D.; B. LE MÉHAUTÉ, AND A. LIN, "Breaking waves on gentle slopes", *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, p. 1681 – 1692, 1970.
- [28] EASTMAN KODAK PUBLICATION NO. M-61, "Kodak aerial films and photographic plates", *Eastman Kodak Company, Rochester, New York 14650*, 1972.
- [29] ERMAKOV, S. A., AND E. N. PELINOVSKY, "Variation of the spectrum of wind ripple on coastal waters under the action of internal waves", *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 8, p. 95 – 100, 1984.
- [30] FEINDT, F., "Radar-Rückstreuexperimente am Wind-Wellen-Kanal bei sauberer und flimbedeckter Wasseroberfläche im X-Band (9,8 GHz)", *Dissertation, Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe A, Heft 75*, 224 Seiten, 1985.
- [31] FISCHER, J., AND H. GRASSL, "Radiative transfer in an atmosphere-ocean system: An azimuthally dependent matrix operator approach", *Applied Optics*, Vol. 23, p. 1032 – 1039, 1984.
- [32] FORD, J. P.; J. B. CIMINO; B. HOLT, AND M. R. RUZEK, "Shuttle imaging radar views the earth from Challenger: The SIR-B experiment", *NASA, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology Pasadena, California, JPL Publication 86-10*, 1986.
- [33] FU, L. L. AND B. HOLT, "SEASAT views oceans and sea ice with synthetic aperture radar", *NASA, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology Pasadena, California, JPL Publication*, p. 81 – 120, 1982.
- [34] FUNG, A. K., AND G. W. PAN, "A scattering model for perfectly conducting random surfaces, I. Model development", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 8, No. 11, p. 1579 – 1593, 1987.

- [35] GORDON, H. R., "Radiative transfer in the Ocean: A method for determination of absorption on scattering properties", *Applied Optics* **15**, p. 2611 – 2613, 1976.
- [36] GORDON, H. R., AND M. M. JACOBS, "Albedo of the ocean-atmosphere system: Influence of sea foam", *Appl. Phys.*, **16**, No. 8, p. 2257 – 2260, 1977.
- [37] GORDON, C.; D. GREENEWALT, AND J. WITTING, "Asia Rip: Surface wave expression of bathymetry", *Naval Research Laboratory, Washington D.C., NRL Memorandum Report 5027*, 1983.
- [38] GORDON, C.; D. GREENWALT, AND J. WITTING, "Surface-wave expression of bathymetry over a sand ridge", in: *Remote Sensing of Shelf Sea Hydrodynamics*, ed. by J. C. J. Nihoul, *Elsevier Oceanography Series*, **38**, p. 159 – 185, 1984.
- [39] HAMMOND, F. D. C, AND A. D. HEATHERSHAW, "A wave theory for sandwaves in shelf-seas", *Nature*, Vol. **293**, p. 208 – 210, 1981.
- [40] HARRIS, P. T.; G. M. ASHLEY; M. B. COLLINS, AND A. E. JAMES, "Topographic features of the Bristol Channel sea-bed: A comparison of SEASAT (synthetic aperture radar) and side-scan sonar images", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. **7**, No. 1, p. 119 – 136, 1986.
- [41] HARTUNG, W., "Die Zukunft der maritimen Verkehrssicherungsdienste "Vessel Traffic Services"", *Ortung und Navigation*, Nr. 2, Seite 339 – 346, 1987.
- [42] HASSELMANN, K., ET AL., "Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)", *Deutsche Hydrographische Zeitschrift (DHZ)*, **8**, (suppl. A), 1973.
- [43] HENNINGS, I., "Radarsignaturen von Unterwasser-Bodenstrukturen, Vergleich von Radar-Bildern mit bathymetrischen Karten zum Studium des Radar-Abbildungsmechanismus", *Diplomarbeit, Universität Hamburg*, 129 Seiten, 1983.
- [44] HENNINGS, I., "Möglichkeiten der Bestimmung der Richtung des Nettosandtransportes aus Radar-Satelliten Bildern", *Deutsche Hydrographische Zeitschrift (DHZ)* **38**, H. 3, Seite 119 – 132, 1985.
- [45] HENNINGS, I., "Anwendung von Radar-Satellitenbildern für die Seevermessung und für die Schifffahrt", *Statusseminar des BMFT: "Die Nutzung von Fernerkundungsdaten in der Bundesrepublik Deutschland"*, *DGLR-Bericht* **86-01**, Seite 447 – 454, 1986.
- [46] HENNINGS, I.; R. DOERFFER, AND W. ALPERS, "Comparison of submarine relief features on a radar satellite image and on a Skylab satellite photograph", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. **9**, No. 1, p. 45 – 67, 1988.

- [47] HOLLIDAY, D.; G. ST-CYR, AND N. E. WOODS, "A radar ocean imaging model for a small to moderate incidence angles", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 7, p. 1809 – 1834, 1986.
- [48] HOLLIDAY, D.; G. ST-CYR, AND N. E. WOODS, "Comparison of a new radar ocean imaging model with SARSEX internal wave image data", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 8, No. 9, p. 1423 – 1430, 1987.
- [49] HUGHES, B. A., "The effect of internal waves on surface wind waves; Theoretical Analysis", *J. Geophys. Res.*, Vol. 83C, p. 455 – 465, 1978.
- [50] HUGHES, B. A., AND J. F. R. GOWER, "SAR imagery and surface truth comparison of internal waves in Georgia Strait", *J. Geophys. Res.*, Vol. 83, p. 1809 – 1824, 1983.
- [51] JOSEPH, J., "Untersuchungen über Ober- und Unterlichtmessungen im Meere und über ihren Zusammenhang mit Durchsichtigkeitsmessungen", *Deutsche Hydrographische Zeitschrift (DHZ)*, H. 3, Seite 324 – 335, 1950.
- [52] KASISCHKE, E. S.; R. A. SHUCHMAN; D. R. LYZENGA, AND G. A. MEADOWS, "Detection of bottom features on SEASAT synthetic aperture radar imagery", *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, Vol. 49, No. 9, p. 1341 – 1353, 1983.
- [53] KASISCHKE, E. S., AND F. J. TANIS, "Detection of bottom-related surface patterns on visible spectrum imagery", *Proceedings of IGARSS-86, Symposium, Zürich, 08–11 Sept. 1986*, p. 1301 – 1306, 1986.
- [54] KELLER, W., C., AND J. W. WRIGHT, "Microwave scattering and the straining of wind-generated waves", *Radio Sci.*, Vol. 10, p. 139 – 147, 1975.
- [55] KELLER, W. C.; W. J. PLANT, AND G. R. VALENZUELA, "Observation of breaking ocean waves with coherent microwave radar", in: *Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean Surface*, ed. by O. M. Phillips and K. Hasselmann; Plenum Press, New York and London, p. 285 – 293, 1986.
- [56] KENYON, N. H.; R. H. BELDERSON; A. H. STRIDE, AND M. A. JOHNSON, "Offshore tidal sand-banks as indicators of net sand transport and as potential deposits", *Spec. Publs int. Ass. Sediment*, 5, 1981.
- [57] KENYON, N. H., "Tidal current bedforms investigated by SEASAT", in: *Satellite Microwave Remote Sensing*, ed. by T. D. Allan, Chap. 16, Ellis Horwood Limited, Chichester, England, 1983.
- [58] KIM, H. H., AND W. D. HART, "The results of initial analysis of OSTA-1/Ocean Colour Experiment (OCE) Imagery", *NASA Technical Memorandum 83943*, 1982.

- [59] KLEMAS, V., "Remote sensing of coastal wetland vegetation and estuarine water properties", in: *Estuarine Processes*, ed. by M. Wiley, Academic Press, Vol. II, p. 381 – 403, 1976.
- [60] KLINGE, U., "Die Bedeutung des landgestützten maritimen Verkehrs-Sicherungsdienstes MVD (VTS = Vessel Traffic Services)", *Ortung und Navigation*, Nr. 2, Seite 179 – 191, 1986.
- [61] KOMEN, G. J., AND H. W. RIEPMA, "Residual vorticity induced by the action of tidal currents in combination with bottom topography in the Southern Bight of the North Sea", *Oceanol. Acta*, 4, p. 267 – 277, 1981.
- [62] KWOH, D. S. W.; LAKE, B. M., AND H. RUNGALDIER, "Identification of the contribution of Bragg scattering and specular reflectance to X-band microwave backscattering in an ocean experiment", *Proceedings of IGARSS'86 Symposium, Zürich, 08 – 11 Sept. 1986*, p. 319 – 325, 1986.
- [63] LAMB, H., "Hydrodynamics", Cambridge at the University Press, First American Edition, 1945.
- [64] LARSON, T. R.; L. I. MOSKOWITZ, AND J. W. WRIGHT, "A note on SAR imagery of the ocean", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-24, p. 393 – 394, 1976.
- [65] LE MÉHAUTÉ, B., "On non-saturated breakers and the wave run-up", *Proceedings of Eighth Conference on Coastal Engineering, Mexico City, Mexico, November 1962*, ed. by J. W. Johnson, published by Council on Wave Research, The Engineering Foundation, p. 77 – 92, 1963.
- [66] LODGE, D. W. S., "Expressions of bathymetry on SEASAT synthetic radar images", in: "Satellite Microwave Remote Sensing", ed. by T. D. Allan, published by Ellis Horwood Limited, Chichester, England, 1983a.
- [67] LODGE, D. W. S., "Surface expressions of bathymetry on SEASAT synthetic aperture radar images", *Int. J. Remote Sensing*, 4, p. 639 – 653, 1983b.
- [68] LYZENGA, D. R., AND F. C. POLCYN, "SKYLAB remote bathymetry experiment", NASA CR-144482, 1976.
- [69] LYZENGA, D. R., "Passive remote sensing techniques for mapping water depth and bottom features", *Applied Optics*, 17, No. 3, p. 379 – 383, 1978.
- [70] LYZENGA, D. R., "Remote sensing of bottom reflectance and water attenuation parameters in shallow water using aircraft and LANDSAT data", *Int. J. Remote Sensing*, 2, p. 71 – 82, 1981a.
- [71] LYZENGA, D. R., "Remote bathymetry using active and passive techniques", *IGARSS'81 Digest, IEEE Catalog No. 81CH1656-8*, p. 779 – 786, 1981b.

- [72] LYZENGA, D. R., AND R. A. SHUCHMAN, "Analysis of scatterer motion effects in MARSEN X-Band SAR imagery", *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, p. 9769 – 9775, 1983.
- [73] LYZENGA, D. R.; R. A. SHUCHMAN; E. S. KASISCHKE, AND G. A. MEADOWS, "Modeling of bottom-related surface patterns imaged by synthetic aperture radar", *Paper presented at International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS'83), San Francisco, Aug. 31 to Sept. 02, 1983.*
- [74] MCCAVE, I. N., "Tidal currents at the North Hinder Lightship, southern North Sea: Flow directions and turbulence in relation to maintenance of sand banks", *Mar. Geol.*, Vol. 31, p. 101 – 114, 1979.
- [75] MCLEISH, W.; D. J. P. SWIFT; R. B. LONG; D. ROSS, AND G. MERRILL, "Ocean surface patterns above sea-floor bedforms as recorded by radar, Southern Bight of North Sea", *Marine Geology*, 43, M1–M8, 1981.
- [76] MONAHAN, E. C., "Oceanic whitecaps", *J. Phys. Oceanogr.*, 1, p. 139 – 144, 1971.
- [77] MÜLLER, J. UND J. KRAUSS, "Handbuch für die Schiffsführung", Band 1, Navigation, Teil C, Herausgeber: K. Terheyden und G. Zickwolff, Springer-Verlag, Berlin • Heidelberg • New York • Tokyo, Seit. 266 – 275, 1986.
- [78] MUNK, W. H., "The solitary wave theory and its application to surf problems", in: *Annals of the New York Academy of Sciences*, ed. by B. Haurwitz, New York, Vol. 51, p. 376 – 424, 1949.
- [79] NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION (NASA), "SKYLAB EREP investigations summary", Washington D.C., NASA SP-399, 1978.
- [80] NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION (NASA), "Earth observing system", Volume II, SAR, Synthetic Aperture Radar, Instrument Panel Report, 233 pp., 1987.
- [81] NATURAL ENVIRONMENT RESEARCH COUNCIL, INSTITUTE OF OCEANOGRAPHIC SCIENCES, "Remote sensing of the oceans. The potential benefit of satellite systems to marine science and applications", (brochure), Archway Press Ltd., Poole, Dorset, 1985.
- [82] PAN, G. W., AND A. K. FUNG, "A scattering model for perfectly conducting random surfaces, II. Range of validity", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 8, No. 11, p. 1595 – 1605, 1987.
- [83] PATTIARATCHI, C. B.; T. M. HAMMOND, AND M. B. COLLINS, "Mapping of tidal currents in the vicinity of an offshore sandbank, using remotely sensed imagery", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 7, No. 8, p. 1015 – 1029, 1986.

- [84] PHILLIPS, O. M., "The dynamics of the upper ocean", 2nd ed., Cambridge University Press, New York, 1977.
- [85] PHILLIPS, O. M., "On the response of short ocean wave components at a fixed wavenumber to ocean current variations", *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 14, No. 9, p. 1425 – 1433, 1984.
- [86] PHILLIPS, O. M., "Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves", *J. Fluid Mech.*, Vol. 156, p. 505 – 531, 1985.
- [87] PHILLIPS, O. M., "On radar returns from the sea surface – Bragg scattering and breaking waves", *Proceedings of IGARSS'87 Symposium, Ann Arbor, 18 – 21 May 1987*, p. 985, 1987.
- [88] POLCYN, F. C., "NASA/Cousteau ocean bathymetry experiment", NASA CR-156658, 1976.
- [89] QUENZEL, H., AND M. KAESTNER, "Optical properties of the atmosphere: Calculated variability and application to satellite remote sensing of phytoplankton", *Applied Optics* 19, No. 8, p. 1338 – 1344, 1980.
- [90] REED, C. L., "Interpretation of hydrographic features in the waters off Cape Cod", M.S. Dissertation, School of Natural Resources, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan, 136 pp., 1981.
- [91] ROBINSON, I. S., "Tidal vorticity and residual circulation", *Deep Sea Res., Part A*, 28, p. 195 – 212, 1981.
- [92] SCULLY-POWER, P., "Navy oceanographer shuttle observations: STS 41-G mission report", Naval Underwater Systems Center, Technical Report No. 7611, 145 pp., 1986.
- [93] SHERES, D.; CHEN, D. T., AND G. R. VALENZUELA, "Remote sensing of wave patterns with oceanographic implications", *Int. J. Remote Sensing*, Vol. 8, No. 11, p. 1629 – 1640, 1987.
- [94] SHUCHMAN, R. A., AND E. S. KASISCHKE, "The detection of oceanic bottom topographic features using SEASAT synthetic aperture radar imagery", *Proceedings of the 13th International Symposium on Remote Sensing and Environment, Environmental Research Institute of Michigan, Ann Arbor, Mich.*, 3, p. 1277 – 1292, 1979.
- [95] SHUCHMAN, R. A.; W. ROSENTHAL; J. D. LYDEN; D. R. LYZENGA; E. S. KASISCHKE; H. GÜNTHER, AND H. LINNE, "Analysis of MARSEN X-Band SAR ocean wave data", *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, p. 9757 – 9768, 1983.
- [96] SHUCHMAN, R. A.; D. R. LYZENGA, AND G. A. MEADOWS, "Synthetic aperture radar imaging of ocean-bottom topography via tidal-current interactions: Theory and observations", *Int. J. Remote Sensing*, 6, No. 7, p. 1179 – 1200, 1985.

- [97] SMITH, P., "Observations of surface currents at Nantucket Shoals and implications for radar imaging of the bottom", *Proceedings of IGARSS'86 Symposium, Zürich, 08 – 11 Sept. 1986*, p. 795 – 800, 1986.
- [98] SMITH, P. M., "The emissivity of sea foam at 19 and 37 GHz", *Proceedings of IGARSS'87 Symposium, Ann Arbor, 18 – 21 May 1987*, p. 751 – 756, 1987.
- [99] SPITZER, D, AND R. W. J. DIRKS, "Bottom influence on the reflectance of the sea", *Int. J. Remote Sensing, Vol. 8, No. 3*, p. 279 – 290, 1987.
- [100] STEWART, H. B., AND G. F. JORDAN, "Underwater sand ridges on Georges Shoal", in: Miller, R. L., ed., *Papers in Marine Geology, F. P. Shepard Commemorative Volume: New York, Macmillan Co.*, p. 102 – 114, 1964.
- [101] STOLTE, S., "Modulation des kurzwelligen Seegangs durch langwelligen Seegang und Wind", *Dissertation, Universität Hamburg, 119 Seiten*, 1984.
- [102] STURM, B., "The atmospheric correction of remotely sensed data and the quantitative determination of suspended matter in marine water surface layers", in: *Remote Sensing in Meteorology, Oceanography and Hydrology*, ed. by A. P. Cracknell, published by Ellis Horwood Limited, Chichester, England, 1980.
- [103] TERWINDT, J. H. J., "Sand waves in the southern bight of the North Sea", *Mar. Geol., Vol. 10*, p. 51 – 67, 1971.
- [104] THOMPSON, D. R., "Study of the perturbation of the surface-wave height spectrum due to a sinusoidal current feature of variable wavelength and phase speed", *Technical Memorandum, The Johns Hopkins University (JHU)/Applied Physics Laboratory (APL) TG 1356*, 1986.
- [105] THOMPSON, D. R., AND R. F. GASPAROVIC, "Intensity modulation in SAR images of internal waves", *Nature* **320**, p. 345 – 348, 1986.
- [106] THOMPSON, D. R., "Calculation of radar backscatter modulations from internal waves", *accepted for publication in J. Geophys. Res.*, 1988.
- [107] TILLEY, D. G., "Amplitude distributions for SEASAT SAR and SKYLAB data with statistics for classification and correlation", *Electromagnetics*, **4**, No. 2–3, p. 297 – 308, 1984.
- [108] TRUMBULL, J. V. A., "The utility of SKYLAB photointerpreted earth resources data", in: *"Studies of Marine Geology and Coastal Processes in Puerto Rico and the Virgin Islands"*, NASA CR-147437, 1975.
- [109] VALENZUELA, G. R., "Theories for the interaction of electromagnetic and ocean waves – A review", *Boundary Layer Meteorol.*, **13**, p. 61 – 85, 1978.

- [110] VALENZUELA, G. R.; D. T. CHEN; W. D. GARRETT, AND J. A. C. KAISER, "Shallow water bottom topography from radar imagery", *Nature*, Vol. 303, p. 687 - 689, 1983a.
- [111] VALENZUELA, G. R.; D. T. CHEN; W. D. GARRETT, AND J. A. C. KAISER, "NRL remote sensing experiment", *EOS Transactions, American Geophysical Union*, Vol. 64, No. 44, p. 618 - 619, 1983b.
- [112] VALENZUELA, G. R., "Microwave sensing of the ocean surface", in: *The Ocean Surface: Wave Breaking, Turbulent Mixing and Radio Probing*, ed. by Y. Toba and H. Mitsuyasu; D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, p. 233 - 244, 1985.
- [113] VALENZUELA, G. R.; W. J. PLANT; D. L. SCHULER; D. T. CHEN, AND W. C. KELLER, "Microwave probing of shallow water bottom topography in the Nantucket Shoals", *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, p. 4931 - 4942, 1985.
- [114] VAN GASTEL, K., "Surface marks of the sea bed - a hydrodynamic theory for the imaging of bottom topography by X- and K-band radar", *Proefschrift, Rijksuniversiteit Utrecht*, 125 pp., 1987a.
- [115] VAN GASTEL, K., "Imaging by X band radar of subsurface features: A nonlinear phenomenon", *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No. C11, p. 11857 - 11865, 1987b.
- [116] VAN GASTEL, K., "Response of X- and K-band cross section of the sea surface to small current variations", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 26, No. 1, p. 27 - 29, 1988.
- [117] VAN VEEN, D. J., "Onderzoekingen in de Hoofden", *S-Gravenhage-Algemeene Landsdrukkerij; The Hague*, 252 pp., 1936.
- [118] VENN, J. F., AND B. D. OLIER, "Preliminary observations for a model of sand bank dynamics", in: *North Sea Dynamics*, ed. by J. Sündermann and W. Lenz; Springer-Verlag, New York, p. 472 - 485, 1983.
- [119] VIOLLIER, M., "Remote sensing of ocean colour in the Straits of Dover", in: *Workshop of the EURASEP ocean colour scanner experiments 1977, Proceedings; Joint Research Centre Ispra Establishment (Italy)*, 30 - 31 Oct. 1979; Ed. M. B. Sorensen, p. 151 - 153, 1980.
- [120] WADSWORTH, A., AND P. PIAU, "Radar bathymetry, a review", *Proceedings of a EARSel/ESA Symposium on Remote Sensing Applications for Environmental Studies, Brussels, Belgium*, p. 229 - 238, 1983.
- [121] WADSWORTH, A.; C. ROBERTSON, AND D. DE STAERKE, "The use of SEASAT-SAR data in oceanography at the IFP", in: *Satellite Microwave Remote Sensing*, ed. by T. D. Allan, published by Ellis Horwood Limited, Chichester, England, p. 235 - 245, 1983.

- [122] WRIGHT, J. W., "A new model for sea clutter", *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, Vol. AP-16, p. 217 – 223, 1968.
- [123] WRIGHT, J. W., "Detection of ocean waves by microwave radar; The short gravity-capillary waves", *Boundary Layer Meteorol.*, **13**, p. 101 – 102, 1978.
- [124] WU, J., "On phenomena affecting sea-surface remote sensing and interface microlayer", in: *ONRL Workshop Proceedings—Role of Surfactant Films on the Interfacial Properties of the Sea Surface*, Ed.: F. L. Herr and J. Williams, *ONRL Report C-11-86*, p. 61 – 78, 1986.
- [125] YENTSCH, C. S., "Remote sensing of biological substances", in: *Remote Sensing Applications in Marine Science and Technology*, ed. by A. P. Cracknell; D. Reidel Publishing Company, p. 263 –297, 1983.
- [126] YUEN, H. C.; D. R. CRAWFORD, AND P. G. SAFFMAN, "SAR imaging of bottom topography in the ocean: Results from an improved model", *Proceedings of IGARSS'86 Symposium, Zürich, 08-11 Sept. 1986*, p. 807 – 812, 1986.
- [127] ZIBORDI, G., AND M. BONZAGNI, "Validation of a model to compute atmospheric effects, in the visible and near infrared regions, using experimental data measured from airplane and satellite", *paper presented at the 13th Annual Conference of the Remote Sensing Society, University of Nottingham, September 7 – 11, 1987*.
- [128] ZIMMERMAN, J. F. T., "Topographic generation of residual circulation by oscillatory (tidal) currents", *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **11**, p. 35 – 47, 1978.
- [129] ZIMMERMAN, J. F. T., "Dynamics, diffusion and geomorphological significance of tidal residual eddies", *Nature*, Vol. **290**, No. **5807**, p. 549 – 555, 1981.
- [130] ZIMMERMAN, J. F. T., "Radar images of the sea bed", *Nature*, Vol. **314**, p. 224 – 226, 1985.

Danksagung

Für die Betreuung und Begutachtung der Arbeit bedanke ich mich bei Prof. Dr. W. Alpers von der Universität Bremen und bei Prof. Dr. H. Graßl vom GKSS Forschungszentrum in Geesthacht.

Herrn Dr. R. Doerffer vom GKSS Forschungszentrum danke ich für die immer vorhandene Gesprächsbereitschaft und für viele Anregungen, insbesondere für den zweiten Teil dieser Arbeit.

Dem GKSS Forschungszentrum in Geesthacht danke ich für die finanzielle Unterstützung und für die Nutzung der betrieblichen Forschungseinrichtungen.

Weiterhin möchte ich mich bei folgenden Personen, Universitäten, Instituten, Forschungseinrichtungen und Ämtern bedanken:

- Dr. G. P. de Loor, Physics Laboratory of the National Defence Research Organisation (TNO), The Hague, Niederlande;
- C. Laban, Geological Survey of the Netherlands, Haarlem, Niederlande;
- Dr. D. B. Ross, National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratories, Sea – Air Interaction Laboratory, Miami, Florida, USA;
- Dr. B. Sturm, Joint Research Centre, Ispra, Italien;
- Dr. P. Smith, Naval Ocean Research and Development Activity, Mississippi, U.S.A.;
- Dr. G. Zibordi, Istituto per lo Studio delle Metodologie Geofisiche Ambientali, Modena, Italien;
- B. de Raigniac, Groupe d'Etudes et de Recherches en Detection Sous-Marine (GERDSM), Six Fours Les Plages, Frankreich;
- Dr. J. Püttker, Seewetteramt, Hamburg;
- Dr. W. Rosenthal, M. Stössel und M. Tormählen, GKSS Forschungszentrum, Geesthacht;
- U.S. Geological Survey EROS DATA Centre, Sioux Falls, South Dakota, USA;
- Jet Propulsion Laboratory (JPL), Pasadena, California, USA;
- Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, De Bilt, Niederlande;
- Dienst Klimatologie, Brüssel, Belgien;
- Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFVLR), Oberpfaffenhofen;
- Deutsches Hydrographisches Institut (DHI), Hamburg;
- Wasser- und Schiffsamt Tönning, Tönning.

Abbildungsverzeichnis

	Seite
Abb. 1a. Digital verarbeitetes Seasat SAR-Bild (Nr. 2503) der südlichen Nordsee (Nordausgang Straße von Dover, Seegebiet I in der Abb. 27) von Orbit 762 vom 19. August 1978, 06.46 UTC; prozessiert von der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFVLR)	6
Abb. 1b. Gezeitenstromfeld in der südlichen Nordsee am 19. August 1978, 06.46 UTC (interpoliert nach Admiralty Tidal Publications, NP233, 1975 und NP251, 1976); der Zahlenwert oberhalb des Gezeitenstromvektors gibt die Stromgeschwindigkeit in cm/s an, und der Zahlenwert unterhalb des Gezeitenstromvektors gibt die rechtweisende Stromrichtung in Grad an; weiterhin ist die 20 m Tiefenlinie von South Falls und Sandettie eingezeichnet	6
Abb. 2a. Digital verarbeitetes Seasat SAR-Bild (Nr. 4906) der südlichen Nordsee (Nordausgang Straße von Dover, Seegebiet J in der Abb. 27) von Orbit 1473 vom 08. Oktober 1978, 00.48 UTC; prozessiert von der DFVLR	7
Abb. 2b. Gezeitenstromfeld in der südlichen Nordsee am 08. Oktober 1978, 00.48 UTC (interpoliert nach Admiralty Tidal Publications, NP233, 1975 und NP251, 1976); Zahlenangaben wie bei Abbildung 1b	7
Abb. 3. Vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes der Zeeland Bänke, wo die Radarbilder von Abbildung 4 und Abbildung 5 aufgenommen wurden (Angabe der Tiefenlinien in Meter) .	9
Abb. 4. K _a -Band RAR-Bild des Seegebietes der Zeeland Bänke vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Abb. 3 und Seegebiet H in der Abb. 27) vom 08. Dezember 1979, 12.19 UTC; Flughöhe ca. 1300 m (mit Genehmigung von Duncon Ross, Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratories, U.S.A.); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben (McLeish et al., 1981)	10

Abb. 5.	K _a -Band RAR-Bild des gleichen Seegebietes wie in Abb. 4 vom 08. Dezember 1979, 14.11 UTC; Flughöhe ca. 1300 m (mit Genehmigung von Duncon Ross); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben (McLeish et al., 1981)	11
Abb. 6a.	Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 4505) der südlichen Nordsee (Seegebiet vor Calais, siehe auch Abb. 6c und Seegebiet $\textcircled{L}$ in der Abb. 26) von Orbit 762 vom 19. August 1978, 06.46 UTC	12
Abb. 6b.	Vergrößerter Ausschnitt wie bei Abb. 6a aber von Orbit 957 vom 01. September 1978, 22.15 UTC; prozessiert von der DFVLR. Die Satellitenbahnrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während der jeweiligen Aufnahmezeitpunkte sind ebenfalls angegeben	12
Abb. 6c.	Vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes vor Calais in der südlichen Nordsee mit den Sandbänken Ridens de Calais und Ridens de la Rade (modifizierter Plan C der Seekarte Nr. 245 ^D , 5. Ausgabe 1981, II, Deutsches Hydrographisches Institut, (DHI))	13
Abb. 6d.	Gezeitenkurve bei der MPC-Tonne (Position: 51°05,2' N, 01°39,4' E) mit den jeweiligen Wasserständen während der Überflugzeiten von Seasat am 19. August 1978, 06.46 UTC (Abb. 6a) und am 01. September 1978, 22.15 UTC (Abb. 6b). Hochwasser (HW) MPC-Tonne = HW Dover + 13 Minuten	13
Abb. 7.	Karte der Linien gleichen mittleren Springtidenhubs der Nordsee, des Englischen Kanals und der britischen und irischen Gewässer (aus: Gezeitentafeln für das Jahr 1974, Band 1, Europäische Gewässer, DHI, 1973)	14
Abb. 8.	Schematische Darstellung der Advektionslänge X _a bei der hydrodynamischen Modulation für ein symmetrisches Bodentopographieprofil	20
Abb. 9.	Geometrie der Bodentopographie, der Gezeitenströmung, der Flugrichtung und der Radarblickrichtung	22
Abb. 10a.	Schematische Darstellung einer Wellenbrechung im Flachwasser	31
Abb. 10b.	Brechungscharakteristik für Solitärwellen (modifiziert aus: Camfield und Street, 1967)	33

Abb. 10c.	Brechertypen: a) Beim <i>Schwallbrecher</i> (engl.: spilling breaker) bleibt das Wellenprofil fast symmetrisch, die Brechung erfolgt in der Nähe des Wellenkamms; b) die Welle bricht als <i>Sturzbrecher</i> (engl.: plunging breaker)	33
Abb. 11.	Schematische Darstellung der SAR-Bild-Modulation durch die Phasen-Modulation; das Feld (A) zeigt verschiedene Orientierungsmöglichkeiten der Bodentopographie (Zahlenwerte bei den Tiefenlinien bedeuten Wassertiefen in Meter), wodurch in erster Näherung im Feld (B) zwei Strömungsprofile mit entgegengesetztem Vorzeichen erzeugt werden, die typisch für eine Gezeitenströmung über Sandbänke sind; die dazugehörige Modulation der Bildintensität in Flugrichtung ist im Feld (C) abgebildet	36
Abb. 12.	Flußdiagramm zur eindimensionalen Simulation der Radarrückstreuung oberhalb submariner Bodentopographie	38
Abb. 13.	Simulierte hydrodynamische Modulation für L-Band nach Gleichung (26) mit $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ für a) $\Lambda_B = 100 \text{ m}$, b) $\Lambda_B = 300 \text{ m}$, c) $\Lambda_B = 500 \text{ m}$, d) $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, e) $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$ und f) $\Lambda_B = 4000 \text{ m}$	43 - 45
Abb. 14.	Advektionslänge X_a in Abhängigkeit von Λ_B bei $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$	46
Abb. 15.	Simulierte maximale hydrodynamische Modulation für L-Band in Abhängigkeit von Λ_B bei $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$	46
Abb. 16.	Phase ε_{ad} zwischen der hydrodynamischen Modulation mit Advektion und der Bodentopographie in Abhängigkeit der Wellenlänge Λ_B der Bodentopographie bei $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$	47
Abb. 17.	Simulierte Advektionslänge X_a für L-Band nach Gleichung (29) in Abhängigkeit von Λ_B bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen $U_0 (0,2 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 2,0 \text{ m/s})$ mit $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$ und $c_g = 0,36 \text{ m/s}$	47
Abb. 18.	Dreidimensionale Darstellung der hydrodynamischen Modulation für L-Band nach Gleichung (26) (mit Advektion) und der Bodentopographie bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen $U_0 (0,2 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 2,0 \text{ m/s})$ mit $d_0 = 30 \text{ m}$, $A = 20 \text{ m}$, $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$	48

Abb. 19.	Dreidimensionale Darstellung der hydrodynamischen Modulation für L-Band nach Gleichung (29) (mit Advektion) bei zehn unterschiedlichen Amplituden A der Bodentopographie ($15 \text{ m} \leq A \leq 24 \text{ m}$) mit $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $d_0 = 30 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$	49
Abb. 20.	Dreidimensionale Darstellung der hydrodynamischen Modulation für L-Band nach Gleichung (26) (mit Advektion) bei zehn unterschiedlichen Wassertiefen d_0 ($25 \text{ m} \leq d_0 \leq 34 \text{ m}$) mit $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $A = 20 \text{ m}$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,05 \text{ s}^{-1}$. . .	49
Abb. 21.	Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,3 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,2 \text{ m/s}$); mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $ k = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ für a) $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, b) $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$ und c) $\Lambda_B = 4000 \text{ m}$	51
Abb. 22.	Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (49) (ohne Advektion) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,3 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,2 \text{ m/s}$), mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $ k = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ für $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$. . .	52
Abb. 23.	Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei entgegengesetzter Richtung des Wellenzahlvektors k zur Strömung U_0 bei variabler Oberflächenströmung U_0 ($0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$) mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $ k = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$ für $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$	53
Abb. 24.	Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei variabler Windgeschwindigkeit ($3 \text{ m/s} \leq U_w \leq 12 \text{ m/s}$) mit $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\lambda = 0,34 \text{ m}$, $U_0 = 0,5 \text{ m/s}$, $\phi_w = 0^\circ$ und $\phi_s = 0^\circ$	54
Abb. 25.	Simulierte hydrodynamische Modulation nach Gleichung (47a) bei variablem Winkel ϕ_s zwischen der Sandbank und der Flugrichtung ($0^\circ \leq \phi_s \leq 80^\circ$) mit $\Lambda_B = 2000 \text{ m}$, $\lambda = 0,34 \text{ m}$, $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $U_w = 4 \text{ m/s}$ und $\phi_w = 0^\circ$	55
Abb. 26.	Übersichtskarte mit der geographischen Lage der Radarbildaufnahmen (siehe auch Plan A, Abb. 27)	59
Abb. 27.	Plan A der Abb. 26 mit der geographischen Lage der Radarbildaufnahmen in der südlichen Nordsee und der Position des Echolotprofils (siehe Abb. 41) vom Forschungsschiff "GAUSS" (modifizierter Ausschnitt aus der Seekarte Nr. 101, 2. Ausgabe 1970, X, DHI)	60

Abb. 28.	Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 2503; siehe Abb. 1a) des Seegebietes der South Falls Bank (siehe Seegebiet ⑤ in Abb. 27) in der südlichen Nordsee von Orbit 762 vom 19. August 1978, 06.46 UTC mit der Position des Profils A-A' (siehe dazu Abb. 29); prozessiert von der DFVLR	62
Abb. 29a.	Bodentopographie von South Falls und simulierte Bodentopographie für das Profil A-A' (siehe Abb. 28)	63
Abb. 29b.	Simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (73) für das simulierte Bodentopographieprofil	63
Abb. 29c.	Relative Bild-Modulation und simulierte totale Radarrückstreu-Modulation	63
Abb. 30.	Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 4106) des Seegebietes der Arklow Bank (Seegebiet ⑥ in Abb. 26) in der Irischen See von Orbit 791 vom 21. August 1978, 07.24 UTC; Satellitenbahnhöhe ca. 800 km, mit der Position des Profils F-F' (siehe dazu Abb. 31); prozessiert von der DFVLR	65
Abb. 31a.	Bodentopographieprofil der Arklow Bank und simulierte Topographie für das Profil F-F' (siehe Abb. 30)	66
Abb. 31b.	Simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (73) für das simulierte Bodentopographieprofil	66
Abb. 31c.	Relative Bild-Modulation und simulierte totale Radarrückstreu-Modulation	66
Abb. 32.	Gezeitenstrommessung in einer Wassertiefe von 10 m (große ellipsenartige Kurve) und am Meeresgrund (0,8 m oberhalb vom Boden) beim Feuerschiff "Noord Hinder" (siehe Abb. 33) vom 03. - 08. Juli 1968. Die Zeitangaben sind in Stunden, wobei sich die Null auf das Hochwasser von Vlissingen bezieht (modifiziert aus: McCave, 1979). Das Gezeitenstromfeld wurde aufgrund dieser Messungen für den 19. August 1978, 06.46 UTC (Seasat SAR, Abb. 34) und für den 08. Dezember 1979, 11.30 UTC (NOAA RAR, Abb. 38) simuliert	67
Abb. 33.	Vereinfachte bathymetrische Karte des Seegebietes der Hinder Bänke, wo die Radarbilder von Abb. 34 und Abb. 38 aufgenommen wurden; die Position des Feuerschiffes "Noord Hinder" ist ebenfalls eingezeichnet (Tiefenangaben in Meter) . . .	69

Abb. 34.	Vergrößerter Ausschnitt des digital verarbeiteten Seasat SAR-Bildes (Nr. 2501) des Seegebietes der Hinder Bänke (siehe auch Abb. 33 und Seegebiet $\textcircled{A}$ in Abb. 27) in der südlichen Nordsee vom 19. August 1978, 06.46 UTC; Satellitenbahnhöhe ca. 800 km, mit der Position des Profils E-E' (siehe dazu Abb. 35), prozessiert von der DFVLR; die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben	70
Abb. 35a.	Bodentopographieprofil von Oosthinder und simulierte Topographie für das Profil E-E' (siehe Abb. 34)	71
Abb. 35b.	Simulierte hydrodynamische- und Phasen-Modulation nach Gl. (36) und (73) für das simulierte Bodentopographieprofil	71
Abb. 35c.	Relative Bild-Modulation und simulierte totale Radarrückstreu-Modulation	71
Abb. 36.	Vergrößertes Seasat SAR-Bild eines Sandwellenfeldes im Seegebiet des äußeren Bristol Kanals (Seegebiet $\textcircled{K}$ in der Abb. 26) in der Irischen See vom 07. August 1978, 06.20 UTC (aus: Harris et al., 1986)	72
Abb. 37.	Simulierte hydrodynamische Modulation für L-Band SAR bei einer unsymmetrischen Sandwelle, die typisch für den äußeren Bristol Kanal ist, nach Gleichung (36) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen $U_0 (0,5 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,4 \text{ m/s})$ mit $U_w = 4 \text{ m/s}$, $h_0 + \zeta_w = 45 \text{ m}$, $ k = 18,3 \text{ m}^{-1}$, $\phi_w = 0^\circ$, $\phi_s = 0^\circ$, für die Bodentopographie wurden folgende Werte in Gleichung (82) eingesetzt: $A = 11 \text{ m}$, $F = 0,005$, $\Lambda_B = 1000 \text{ m}$, Quotient aus der westlichen (W) - zur östlichen (E) Neigung = 4,5 (Harris et al., 1986)	73
Abb. 38.	K_a -Band RAR-Bild des Seegebietes der Hinder Bänke (siehe auch Abb. 34 und Seegebiet $\textcircled{A}$ in Abb. 27) in der südlichen Nordsee vom 08. Dezember 1979, 11.30 UTC; Flughöhe ca. 1300 m, mit der Position des Profils D-D' (siehe dazu Abb. 39; mit Genehmigung von Duncon Ross); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben	75
Abb. 39a.	Bodentopographieprofil von Oosthinder und simulierte Topographie für das Profil D-D' (siehe Abb. 38)	76
Abb. 39b.	Relative Bild-Modulation und die nach Gleichung (60) simulierte totale Radarrückstreu-Modulation	76

Abb. 40a.	K _a -Band RAR-Bild von unsymmetrischen Sandwellen im Seegebiet vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Seegebiet ⑥ in Abb. 27) vom 08. Dezember 1979, 12.42 UTC; Flughöhe ca. 1300 m (mit Genehmigung von Duncon Ross); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben	78
Abb. 40b.	Wie Abb. 40a, vom 08. Dezember 1979, 12.34 UTC (Seegebiet ⑦ in Abb. 27)	79
Abb. 41.	Ausschnitt aus einem Echogramm des Forschungsschiffes "GAUSS" vom 05. Mai 1958 aus dem Seegebiet der südlichen Nordsee (Position siehe Abb. 27). Das Profil zeigt unsymmetrische Sandwellen, wie sie in diesem Seegebiet typisch sind (modifiziert aus: Dietrich, 1959)	80
Abb. 42a.	Simulierte hydrodynamische Modulation im K _a -Band (RAR) bei einer unsymmetrischen Sandwelle nach Gleichung (60) bei zehn unterschiedlichen Oberflächenströmungen U_0 ($0,4 \text{ m/s} \leq U_0 \leq 1,3 \text{ m/s}$), mit $U_w = 9 \text{ m/s}$, $h_0 + \zeta_w = 20 \text{ m}$, $ k = 730,6 \text{ m}^{-1}$, für die Bodentopographie wurden folgende Werte in Gleichung (82) eingesetzt: $A = 6 \text{ m}$, $F = 0,007$, $\Lambda_B = 800 \text{ m}$, Quotient aus der nördlichen (N) - zur südlichen (S) Neigung = 3,75 (Terwindt, 1971); weitere Angaben siehe Text	81
Abb. 42b.	Wie Abbildung 42a, jedoch bei entgegengesetzter Strömung	81
Abb. 43a.	Simulierte hydrodynamische Modulation im K _a -Band (RAR) bei einer unsymmetrischen Sandwelle nach Gleichung (60) bei zehn unterschiedlichen Wassertiefen d_0 ($20 \text{ m} \leq (h_0 + \zeta_w) \leq 29 \text{ m}$), mit $U_0 = 0,8 \text{ m/s}$, $U_w = 9 \text{ m/s}$, $ k = 730,6 \text{ m}^{-1}$, für die Bodentopographie wurden die gleichen Werte wie bei der Abb. 42 eingesetzt; weitere Angaben siehe Text	82
Abb. 43b.	Wie Abbildung 43a, jedoch bei entgegengesetzter Strömung	82
Abb. 44a.	X-Band RAR-Bild von unsymmetrischen Sandwellen im Seegebiet vor der niederländischen Küste in der südlichen Nordsee (Seegebiet ① in der Abb. 27) vom 11. Oktober 1977, 09.15 UTC; Flughöhe ca. 1829 m (mit Genehmigung von G. P. de Loor, TNO); die Flugrichtung, die Radarblickrichtung, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Gezeitenstromrichtung und -geschwindigkeit während des Aufnahmezeitpunktes sind ebenfalls angegeben	84

Abb. 44b.	X-Band RAR-Bild von unsymmetrischen Sandwellen im gleichen Seegebiet wie bei Abbildung 44a vom 14. Oktober 1977, 16.25 UTC; Flughöhe ca. 1524 m mit weiteren Angaben wie bei Abbildung 44a	84
Abb. 45a.	Schematische Darstellung des Abbildungsmechanismus bei unsymmetrischen Sandwellen im K _a - und X-Band RAR, wenn die Theorie der schwachen hydrodynamischen Wechselwirkung in Verbindung mit dem Zweistufenprozeß nach Gleichung (60) angewendet wird	85
Abb. 45b.	Wie bei Abbildung 45a, jedoch bei entgegengesetzter Strömungsrichtung; weitere Erklärungen erfolgen im Text . .	85
Abb. 46.	APD-10 SAR-Bilder vom 27. September 1979, 08.40 UTC (Streifen A) und um 09.39 UTC (Streifen B) des Seegebietes südwestlich von Sylt. Die Bodenbedeckung der jeweiligen Radarbildstreifen ist auch in der bathymetrischen Karte (Abb. 47) eingezeichnet	92
Abb. 47.	Bathymetrische Karte des Seegebietes südwestlich der nordfriesischen Insel Sylt (Seegebiet ⑥ in Abb. 26) in der Deutschen Bucht. Die Tiefenlinien sind oberhalb NN-2 m in Äquidistanzen von 0,25 m dargestellt, von NN-2 m bis NN-6 m in Äquidistanzen von 1 m und darüber hinaus von 2 m. Seekartennull (Mittleres Spring-Niedrigwasser) = NN-1,18 m bezogen auf den Pegel Hörnum (54°45'37"N, 8°17'52"E); Pegel Null = NN-5,00 m. (modifiziert aus: Küstenkarten Nr. 1214K, Hörnum und Nr. 1314K, Amrumbank; 1977, 1. Ausgabe, Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen)	93
Abb. 48.	Vergrößerter Radarbildausschnitt von Streifen A (siehe Abb. 46) vom Seegebiet des Jungnamens Sandes. Eingezeichnet sind ebenfalls die Spalten- und Zeilennummern der Grauwertprofile von Abbildung 49	94
Abb. 49.	Ausgewählte Grauwertprofile im Flachwasser des Jungnamens Sandes (für die Angabe der Koordinaten der einzelnen Profile siehe auch Abbildung 48);  Bildstrichlänge von zusammenhängend ≥ 10 Pixel (≥ 50 m) erhöhter Grauwerte zum lokalen Hintergrund	95
Abb. 50a.	Seegebiet der südlichen Nordsee mit den Sandbänken South Falls und Sandettie (Ausschnitt aus der Seekarte Nr. 196, "Dungeness bis Orfordness und Straße von Dover", Reichs-Marineamt Berlin, Ausgabe: 10. Juli 1920)	98

Abb. 50b.	Das gleiche Seegebiet wie bei Abb. 50a, dargestellt 61 Jahre später (Ausschnitt aus der Seekarte Nr. 245 ^D , "Straße von Dover", Deutsches Hydrographisches Institut (DHI), 5. Ausgabe: 1981, II)	98
Abb. 50c.	Überlagerung der Informationsinhalte der Seekartenausschnitte von Abb. 50a und Abb. 50b; das Seegebiet der South Falls Bank und der Sandettie Bank mit einer Wassertiefe von ≤ 20 m ist aus der Abb. 50a in rot und aus der Abb. 50b in blau dargestellt	99
Abb. 51.	Vereinfachte Konstruktion eines möglichen Kammlinienverlaufs in der Kartenebene (A) nach gemessener Radarrückstreuung (B) oberhalb einer Sandwelle (C) (aus: Hennings, 1985)	100
Abb. 52.	Bathymetrische Karte des Seegebietes der Sandettie Bank. Die Tiefenangaben beziehen sich auf das Kartennull, welches gleich dem örtlichen sogenannten mittleren niedrigeren Springniedrigwasser (niederl.: gemiddeld laaglaagwaterspring, L.L.W.S.) ist (aus: Hennings, 1985; nach: "Bevaarbaarheid Sandettie – Noord Hinder voor 72 ft. schepen (overzichten on diepten en obstakels)"; Survey chart Nr. 81.579, Hrsg.: Rijkswaterstaat, Directie Noordzee, Koopmannsstraat 1, Rijswijk, Nederland 1981)	102
Abb. 53.	Vergrößerter Radarbildausschnitt von der Sandettie Bank des Seasat SAR-Bildes der Abbildung 1a (aus: Hennings, 1985)	102
Abb. 54.	Kartierung von Komponenten der submarinen Topographie im Seegebiet der Sandettie Bank nach Vorlage des SAR-Satellitenbildes der Abbildung 53 (aus: Hennings, 1985)	103
Abb. 55a.	Vergrößerter Ausschnitt des Seasat L-Band SAR Bildes von Abb. 1a aus dem Seegebiet der Sandettie Bank	104
Abb. 55b.	Raphael TH X-Band SAR Bild des gleichen Seegebietes wie bei Abb. 55a, aufgenommen im Herbst 1985 (de Raigniac, 1987)	104
Abb. 56.	Landsat-Szene im nahen Infrarot (Kanal 7) der südlichen Nordsee vom 12. Juni 1975 (aus: Viollier, 1980)	114
Abb. 57.	Geometrie der direkten Reflektion des Sonnenlichtes an der rauhen Wasseroberfläche	120
Abb. 58.	Seasat SAR-Bild (Orbit 880, 27. August 1978, 12.34 UTC) des Seegebietes der Nantucket Untiefen. Das Bild zeigt Oberflächensignaturen von submariner Bodentopographie, von internen Wellen und ozeanographischen Fronten (prozessiert vom Jet Propulsion Laboratory (JPL))	125

Abb. 59.	Skylab-Szene (127 mm Erdbeobachtungskamera (ETC), 12. September 1973, 17.11 UTC) vom Seegebiet der Nantucket Untiefen. Das Bild zeigt Strukturen der submarinen Bodentopographie und Oberflächensignaturen von internen Wellen .	126
Abb. 60.	Vereinfachte bathymetrische Karte der Nantucket Untiefen mit den Eintragungen der Gezeitenstromrichtungen der Orte A, B, C, D, und E während der Skylab ($\rightarrow$) und Seasat ($\rightarrow$) Überflüge	128
Abb. 61.	Positionen und Stationsnummern der Wetterstationen für die Zeitpunkte der Überflüge von Skylab und Seasat	128
Abb. 62.	Vergrößertes Radarbild des Ausschnittes K1 der Seasat SAR-Szene von Abb. 58 mit dem geglätteten Profil C-C' entlang der Bildzeile 278	130
Abb. 63.	Profil der Bodentopographie und des dazugehörigen Profils der Bildintensität über der Sandbank S2 entlang der Linie C-C' des Seasat SAR Bildes	131
Abb. 64.	Hasselblad Photographie vom 15. März 1986 des Seegebietes der Nantucket Untiefen (modifiziert aus: Smith, 1987) . .	132
Abb. 65.	Charakteristische Kurven für die Yellow (Y)-, Magenta (M)- und Cyan (C)- bildenden Filmschichten nach Angabe des Herstellers (aus: Eastman Kodak Veröffentlichung Nr. M-61, 1972)	133
Abb. 66.	Vergrößerter Bildausschnitt K2 der roten Filmschicht der Skylab Photographie von Abbildung 59 mit dem Profil B-B' entlang der Bildzeile 194	135
Abb. 67.	Profil der Bodentopographie im Vergleich mit der blauen, grünen und roten Bildintensität (Grauwert) der Skylab-Szene über der Sandbank S2 entlang der Linie B-B' (Abb. 66) . . .	136
Abb. 68.	Spektrale Empfindlichkeit der Farbdichtekurven der drei Filmschichten des SO-242 Films der Erdbeobachtungskamera von Skylab (modifiziert aus: Eastman Kodak Veröffentlichung Nr. M-61, 1972)	136
Abb. 69.	Attenuationskoeffizient c_a in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 für verschiedene Wasserkörper (modifiziert aus: Klemas, 1976)	139
Abb. 70.	Theoretisch berechnete Graustufen der submarinen Bodenreflektion $\delta r(\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm}, z)/r_0(\lambda_{0\max} = 650 \text{ nm})$ des Zweistrommodells in Abhängigkeit der Wassertiefe	140

Abb. 71. Gemessene Graustufen der roten Skylab Filmschicht von Bildzeile 194 im Vergleich mit den *theoretisch berechneten* Graustufen des Zweistrommodells als Funktion der Wassertiefe **141**

Abb. 72. Direkt an der Wasseroberfläche reflektierte Strahldichte L_{SG} für variable Beobachtungswinkel ($\theta = 1^\circ - 10^\circ$) und variable mittlere Neigungen der Wasserwellen s^2 in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit U_w in m/s für den Sonnenstand von $\theta_0 = 38^\circ$ und $\phi_0 = 194^\circ$, der Flugrichtung von $\phi = 33^\circ$, einer extraterrestrischen Strahlungsflußdichte der Sonne von $E_0 = 162 \text{ mW/cm}^2 \mu\text{m}$ und einer Transmission durch die Atmosphäre von $\exp(-\tau(\cos \theta)^{-1}) = 0,6$ **143**

Abb. 73. Geometrie des kritischen Neigungswinkels α_c für die Bedingung der Reflektion an den Wellenfacetten; α_s ist die Neigung der Wellenfacette, und ψ_0 ist die Sonnenhöhe **146**

Tabellenverzeichnis

	Seite
Tabelle 1. Zusammenfassung der Simulationen der Radarrückstreuung nach den entsprechenden Gleichungen aus der Theorie . .	40
Tabelle 2. Meteorologische und ozeanographische Beobachtungen am 19. August 1978 und am 08. Dezember 1979 auf der Station des Feuerschiffes "Noord Hinder" (Position: 51°30' N, 02°33' E; siehe Abb. 33)	68
Tabelle 3. Daten zur Umlaufbahn von Skylab S190B und zum Sensor	115
Tabelle 4. Gezeitenstromgeschwindigkeit und -richtung für die Orte A, B, C, D und E während der Überflüge von Skylab und Seasat (interpoliert aus den Gezeitenstromdaten der britischen Seekarte Nr. 2489, Nantucket Sound Eastern Part and Approaches, Ausgabe 1979)	127
Tabelle 5. Meteorologische und ozeanographische Daten während der Aufnahmezeitpunkte der Skylab und Seasat Bilder	127

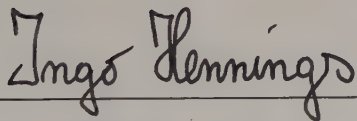
Anhang 1:
Gerätespezifikationen

Tabelle A.1: Parameter der Radarsysteme und ergänzende Daten zum Sensorträger sowie zur Beobachtungsgeometrie.

	Seasat L-Band SAR	APD-10 X-Band SAR	EMI X-Band RAR	NOAA K_a -Band RAR
Frequenz	1,275 GHz	9,4 GHz	9,6 GHz	34,85 GHz
Wellenlänge	0,235 m	0,032 m	0,031 m	0,86 cm
Sendepulslänge	34, 4 μs	0, 95 μs	0, 2 μs	variabel
Bandbreite	19 MHz	80 MHz	6 MHz	unbekannt
Operationshöhe über Wasser	800 km	3,35 km	1,6 km	1,30 km
Operationsgeschwindigkeit des Sensorträgers	6,6 km/s	210 m/s	67 m/s	100 m/s
geometrische Auflösung	25 m $\times$ 25 m	3 m $\times$ 3 m	30 m in Antennen- blickrichtung 16 mrad in Flugrichtung	10 m in Antennen- blickrichtung 2 mrad in Flugrichtung
Integrationszeit	2,5 s	0,15 s		
Polarisation	HH	HH	HH	HH
Einfallswinkel	23° $\pm$ 3°	43° – 82°	35° – 70°	10° – 80°
abgetastete Streifenbreite auf der Erdoberfläche	100 km	18,5 km	in Abhängigkeit des Be- triebsmodus: 3,25 km - 63,00 km	5,5 km

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt habe, keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Bremen, den 06.06..... 1988

A handwritten signature in black ink, reading "Ingo Hennings". The signature is written in a cursive style with a horizontal line underneath it.

Ingo Hennings

